

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I



TESIS DOCTORAL

**Estudio de la variabilidad interna de la baroclinicidad y consistencia
con los mecanismos de realimentación de los modos anulares**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Javier Blanco Fuentes

Director
Pablo Zurita Gotor

Madrid, 2016

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I

Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid



Estudio de la variabilidad interna de la baroclinicidad y consistencia con los mecanismos de realimentación de los modos anulares.

Javier Blanco Fuentes

Memoria de Tesis presentada para optar al grado de Doctor

Dirigida por:

Dr. Pablo Zurita Gotor

Madrid, 2015

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación con los proyectos del plan nacional CGL2012-30641 y CGL2009-06944 y por el Ministerio de Medio Ambiente con el proyecto 200800050084028.

Agradecimientos

Quisiera empezar agradeciendo a mi director de Tesis Doctoral. Pablo me diste la oportunidad de empezar y acabar esta etapa de mi vida siendo doctorando. Por lo que he aprendido en este tiempo y que me servirá como experiencia en mi vida. Aunque haya habido momentos difíciles en los que por financiación, cansancio y poca motivación por mi parte, siempre has acabado trabajando y sobre todo en esta última época consiguiendo que esto siguiera para adelante.

Siguiendo por la facultad, agradecer a las personas que me han hecho pasar esos buenos ratos. A los que al llegar de novatos me hiciste sentirme muy a gusto: Irene, Teresa, Blanca, Javi y Álvaro. A los que nos reunimos allí Bea, Marta A., Nube, Jorge, Esteban y Mariano y los que habéis ido pasando tanto por el despacho como en las horas de la comida (Perdonadme que no nombre a todos y cada uno ya que seguro que se me olvida alguno de tantos que ha habido). Por supuesto que tengo que agradecer a los profesores del departamento. Belén, Encarna y Carlos me habéis enseñado y resuelto muchas dudas pero sobre todo me habéis enseñado vuestro entusiasmo por la física atmosférica y por la divulgación en general. A Salva por toda su ayuda técnica y sin la cual no hubiera sido lo mismo mi trabajo. Todo son facilidades contigo y siempre hay que valorar ese trabajo que haces.

En la facultad también quería agradecer concretamente a Lucía por toda la ayuda pero sobre todo por las broncas que con tanto cariño me has echado. Ya sabes que una parte de esta tesis es gracias a ti y siempre valoraré todo lo que has hecho por mí de forma tan desinteresada. Diana por supuesto también tenías que estar en este grupo ya que has estado ahí teniendo que aguantar todas mis penas y cabreos. Y risas, muchas risas... Siempre ha sido fácil hablar contigo. Mariano, el Gran Mariano, porque siempre has estado ahí, para preguntar/ayudar en lo que sea y sobre todo por ser ese amigo en los momentos en los que se necesitan de verdad ¡¡¡ya estoy mayor para tantas tonterías !!! :D

He sido muy afortunado con los amigos que tengo y no de esos de facebook sino de los que están ahí siempre. Pablo, Raquel, Samuel, Lucía, Juanan y demás que habéis pasado por mi vida aportando algo positivo (aquí estáis los que no he nombrado explícitamente pero podría poner

tantos nombre...). Rebeca, ya pensabas que tu no estabas eh! (Imposible que no estés). Siempre has estado ahí desde que éramos unos canijos y siempre sigues ahí con tus palabras de ánimo ahora en la distancia pero con tanta cercanía cómo cuando estamos juntos. Sé que no lo aceptarás pero Mil Gracias y afortunadamente a este no puedes rechistar jeje.

A mis padres, mi hermano y cuñada. “Nada que decir y todo que agradecer. Soy quien soy gracias a vosotros”. Además sé que esto lo leeré dentro de mucho años y seguiré pensando igual sobre vosotros y los que vendrán (espero no tardando mucho que quiero malcriarlos jeje). Al resto de mi familia que os habéis interesado en la tesis en particular y mi vida en general preocupándoos de que esté bien.

A Sara. Aquí debería dejar de escribir porque no tengo palabras para expresar todo lo que siento. Por ser la chica que está siempre a mi lado y que me hace sentir tan bien. Incluso en los momentos malos de la vida que nos ha tocado y nos tocará vivir, sé que quiero estar a tu lado día a día como hasta ahora y ya llevamos nuestros años... Sobre todo para poder compartir juntos esos grandes momentos que vendrán y apoyar en los no tan buenos. Cuando seamos viejecitos y miremos para atrás ya podré decir que has sido la mujer de mi vida pero hasta entonces: ¡QUIERO PASAR UN DÍA MÁS A TU LADO Y SEGURO QUE SERÁ FELIZ!

Índice

RESUMEN	V
SUMMARY.....	IX
I. MOTIVACIÓN.....	1
II. ESTADO ACTUAL DEL CONOCIMIENTO.....	5
1. CIRCULACIÓN GENERAL ATMOSFÉRICA.	5
2. VARIABILIDAD DE LA CIRCULACIÓN GENERAL.	12
3. VARIABILIDAD DEL ÍNDICE ZONAL Y PERSISTENCIA.	17
4. MECANISMOS DE REALIMENTACIÓN.	24
III. OBJETIVOS.....	33
IV. DATOS.	35
1. REANÁLISIS I NCEP/NCAR.....	36
2. REANÁLISIS NCEP/DOE AMIP II.	37
V. METODOLOGÍA.....	39
1. DESCOMPOSICIÓN ENTRE MEDIA ZONAL Y EDDY.....	39
2. TRATAMIENTO DE DATOS.	40
3. FUNCIONES ORTOGONALES EMPÍRICAS.....	43
4. ANÁLISIS DE SERIES TEMPORALES.....	45
VI. RELACIÓN ENTRE EL VIENTO BAROTRÓPICO Y LA BAROCLINICIDAD EN EL HEMISFERIO SUR.....	51
1. CLIMATOLOGÍA Y MODOS DE VARIABILIDAD DE LA BAROCLINICIDAD.	52
2. MODOS DE VARIABILIDAD EN UN NIVEL DE REFERENCIA.	56
3. SENSIBILIDAD A LA ESCALA TEMPORAL.	61
4. COVARIABILIDAD TEMPORAL.....	68
5. ESTUDIO DEL DESPLAZAMIENTO LATITUDINAL.....	72
6. MODOS DE VARIABILIDAD POR ESTACIONES.....	79
VII. CICLOS DE VIDA.	85
1. DESARROLLO MATEMÁTICO.....	85
2. CICLOS DE VIDA DE LA BAROCLINICIDAD A 600HPA.	88
3. DESCOMPOSICIÓN ESPACIAL Y TEMPORAL DEL FLUJO EDDY DE CALOR.	93
4. ORIGEN DE LA CIRCULACIÓN MEDIA MERIDIONAL.	96
5. ANÁLISIS ESPECTRAL DE LOS FORZAMIENTOS.	97
6. ANÁLISIS DEL FORZAMIENTO DIABÁTICO.	103
7. CICLOS DE VIDA POR ESTACIONES.....	108

VIII.	EXTENSIÓN AL HEMISFERIO NORTE.	111
1.	ANÁLISIS GLOBAL DEL HEMISFERIO NORTE EN INVIERNO.	111
2.	DESARROLLO MATEMÁTICO POR CUENCAS.....	118
3.	CICLOS DE VIDA POR CUENCAS.....	119
IX.	CONCLUSIONES.	127
	COMPARACIÓN CON UN MODELO IDEALIZADO.....	132
X.	ANEXO.....	135
XI.	REFERENCIAS.	157
XII.	PUBLICACIONES Y PRESENTACIONES EN CONGRESOS.....	165
1.	PUBLICACIONES EN REVISTAS INDEXADAS.	165
2.	PRESENTACIONES EN CONGRESOS.	165

Resumen

Los modos anulares son el primer patrón de variabilidad de la altura geopotencial y la presión en superficie en los extratropicos, patrón que es robusto para un amplio rango de escalas de tiempo. Este patrón tiene gran simetría zonal y estructura dipolar en latitud, la cual se asocia al intercambio de masa de aire entre latitudes medias y altas y al desplazamiento norte-sur del frente polar y de la corriente en chorro extratropical. Dado que la posición del frente polar determina en gran medida las trayectorias preferentes de las borrascas, y por tanto la distribución de la precipitación extratropical, existe un gran interés en entender la dinámica implicada en esta variabilidad.

Este trabajo estudia la dinámica de la variabilidad interna anular atmosférica desde la perspectiva del viento zonal en base al concepto del índice zonal. Éste se define como la componente principal del primer modo de variabilidad del viento medio zonal, el cual consiste en una migración latitudinal del chorro alrededor de su posición climatológica. Además de tener la misma estructura que las anomalías de viento de los modos anulares, las series temporales que describen la variabilidad de ambos patrones se encuentran altamente correlacionadas. El uso de una métrica basada en el viento zonal ofrece una visión particularmente simple de la variabilidad anular porque el viento zonal promediado zonalmente e integrado verticalmente es únicamente forzado por el flujo eddy de momento y amortiguado por la fricción. Desde esta perspectiva, la persistencia de la variabilidad anular viene determinada fundamentalmente por las propiedades del flujo eddy de momento. *Lorenz and Hartmann* [2001; 2003] mostraron que aunque el forzamiento eddy está dominado por su rápida componente aleatoria, también tiene una débil componente de baja frecuencia que depende de las anomalías del viento zonal. Este acoplamiento, o realimentación, hace que las anomalías del viento zonal decaigan en escalas de tiempo más largas que la fricción.

Se han propuesto diversos mecanismos en la literatura para explicar la sensibilidad de las anomalías del flujo eddy de momento a las perturbaciones en el estado básico. El objetivo principal de esta tesis es

evaluar la viabilidad del mecanismo baroclínico de realimentación propuesto por *Robinson* [2000]. Dicho mecanismo se basa en los cambios en la baroclinicidad media zonal que acompañan al desplazamiento del chorro, forzados por la circulación residual que inducen los flujos eddy de momento. Robinson propuso que al intensificarse la baroclinicidad en la región de aceleración anómala aumentan también el flujo eddy de calor y la generación de ondas en dicha región. Ello conduce a un reforzamiento de la aceleración inicial cuando estas ondas se propagan en capas altas a otras latitudes.

Con objeto de evaluar la consistencia de la variabilidad de la baroclinicidad con el mecanismo baroclínico de realimentación, se han analizado en profundidad las relaciones existentes entre las anomalías de la baroclinicidad y de la componente barotrópica del viento en el hemisferio sur usando datos diarios desestacionalizados del reanálisis NCEP/DOE AMIP II desde 1979 hasta 2012. Se ha encontrado que el primer modo de variabilidad de la baroclinicidad (gradiente térmico latitudinal), del viento barotrópico (viento zonal en superficie) y de la cizalladura vertical corresponde en todos los casos a un desplazamiento, mientras que el segundo modo se asocia a un fortalecimiento/debilitamiento. La persistencia del desplazamiento es mayor que la de la pulsación para todas las variables, aunque el viento barotrópico es más persistente que la baroclinicidad y la cizalladura. Además, las anomalías del viento barotrópico y de la baroclinicidad/cizalladura están altamente correlacionadas, especialmente en la baja frecuencia. La máxima correlación se obtiene cuando las anomalías del viento barotrópico preceden a las de la baroclinicidad, aunque el desfase del máximo es mucho menor que la escala de tiempo de cada uno de ellos. Esto sugiere que ambas series describen básicamente el mismo fenómeno.

Tras describir las relaciones existentes entre la variabilidad de la componente barotrópica del viento y de la baroclinicidad se han analizado los ciclos de vida característicos de la baroclinicidad y de la cizalladura vertical para anomalías de alta y de baja frecuencia. En la alta frecuencia, el forzamiento dominante de la baroclinicidad es el debido al flujo eddy meridional de calor, de forma que las anomalías básicamente responden a las variaciones en dicho forzamiento. En la baja frecuencia se ha encontrado que las anomalías de la cizalladura vertical son creadas por el

forzamiento debido al flujo eddy de momento en la alta troposfera y fortalecidas por la fricción en la superficie. En respuesta a este forzamiento de momento, se genera una circulación media meridional que debilita las anomalías de la cizalladura y fuerza anomalías de baroclinicidad, para mantener así el balance del viento térmico. Las anomalías de baroclinicidad son amortiguadas por el calentamiento diabático, principalmente mediante la reorganización de la precipitación, aunque también tienen un impacto significativo los flujos de calor sensibles en superficie y el enfriamiento radiativo de onda larga. El forzamiento debido al flujo eddy de calor varía en fase con la tendencia total de la baroclinicidad, pero ello se debe al distinto efecto de los eddies planetarios y sinópticos que fuerzan y debilitan, respectivamente, las anomalías de baroclinicidad.

Los resultados obtenidos en esta Memoria de Tesis Doctoral confirman que el mecanismo de *Robinson* [2000] es viable y podría explicar en parte la realimentación positiva del índice zonal en el hemisferio sur. Aunque se ha extendido el análisis al hemisferio norte, los resultados en este hemisferio son ambiguos debido al impacto de las ondas planetarias.

Summary

The annular mode is the leading pattern of variability of extratropical geopotential height and surface pressure, a pattern that is robust for a wide range of timescales. This pattern has great zonal symmetry and a dipolar structure in latitude, associated with air mass exchange between middle and high latitudes and with meridional displacements of the polar front and extratropical jet stream. Since the polar front latitude strongly constrains the preferred storm tracks, and hence the extratropical precipitation patterns, there is much interest in understanding the dynamics of this variability.

This work studies the dynamics of the internal atmospheric annular variability from a zonal wind perspective using the zonal index concept. This is defined as the principal component of the leading variability pattern of zonal-mean zonal wind, which consists of a latitudinal migration of the jet about its climatological position. This pattern agrees well with the structure of the zonal wind anomalies associated with the annular variability, and the corresponding time series are also highly correlated. The use of the zonal wind metric provides a particularly simple framework to analyze the annular variability because the zonally- and vertically-integrated zonal wind is forced by the eddy momentum flux alone and damped by friction. From this perspective, the persistence of annular variability is essentially determined by the eddy momentum flux properties. *Lorenz and Hartmann* [2001; 2003] showed that although the eddy forcing is dominated by its fast, random component, it also has a weak low frequency component that depends on the zonal wind anomalies. This coupling, or feedback, makes zonal wind anomalies decay in time scales longer than friction.

Several different mechanisms have been proposed in the literature to explain the sensitivity of the eddy momentum flux anomalies on the basic state. The main goal of this thesis is to assess the feasibility of the baroclinic feedback mechanism proposed by *Robinson* [2000]. This mechanism relies on the baroclinicity changes that accompany the jet shifts, which are forced by the residual circulation driven by the eddy momentum flux. Robinson argued that as baroclinicity increases over the

region with anomalous westerlies, so do the eddy heat flux and wave generation over that region. This further strengthens the westerlies as the waves propagate to other latitudes at upper levels.

Aiming to assess consistency of baroclinicity variability with the baroclinic feedback mechanism, we have analyzed in depth the observed relations between baroclinic and barotropic zonal wind anomalies in the southern hemisphere using deseasonalized daily data from NCEP/DOE AMIP II reanalysis extending from 1979 to 2012. We found that the leading mode of variability for baroclinicity (meridional temperature gradient), barotropic wind (surface zonal wind) and vertical shear represents in all cases a latitudinal shift, while the second mode corresponds to a strengthening/weakening of the climatological pattern. The shift pattern is more persistent than the pulsating pattern for all variables, while barotropic wind anomalies are more persistent than baroclinicity/vertical shear anomalies. Additionally, we found that barotropic wind anomalies and baroclinicity/shear anomalies are very highly correlated, especially at low frequency. The largest correlation is found when the barotropic wind anomalies lead the baroclinicity anomalies, though the lag of the peak is much shorter than their characteristic time scales. This suggests that both time series essentially describe the same phenomenon.

After describing the observed relations between barotropic zonal wind variability and baroclinicity variability, we have analyzed the characteristic baroclinicity and vertical shear lifecycles for high and low frequency anomalies. At high frequency, the dominant baroclinicity forcing is the meridional eddy heat flux so that baroclinicity anomalies essentially respond to variations in this forcing. At low frequency, we found that vertical shear anomalies are forced by upper-troposphere eddy momentum flux and strengthened by surface friction. In response to this forcing, a mean meridional circulation is driven that weakens the shear anomalies and forces baroclinicity anomalies, so that thermal wind balance is still satisfied. The baroclinicity anomalies are damped diabatically, mainly as a result of large-scale precipitation changes, though surface sensible heat flux and longwave radiative cooling are also important. The eddy meridional heat flux forcing is in phase with the full baroclinicity trend, albeit this is due to compensating effects by planetary

and synoptic eddies, the former driving the low frequency variability and the latter damping it.

The results presented in this thesis confirm that the baroclinic mechanism proposed by *Robinson* [2000] is feasible and could partly explain the positive feedback on the zonal index for the southern hemisphere. Although the analysis has also been extended to the northern hemisphere, results are ambiguous for this hemisphere due to the impact of planetary waves.

I. Motivación.

En las latitudes medias estamos influenciados por el intercambio de masas de aire cálido procedente del ecuador y de aire frío procedente del polo. Dichas masas de aire están separadas por el llamado frente polar, que es la zona con mayor gradiente térmico en superficie y, vinculado a él, existe un intenso viento zonal en capas altas llamado corriente en chorro extratropical, que influye hasta la superficie. El intercambio de masa entre ambas regiones se asocia a anomalías dipolares de la presión en superficie, un patrón conocido como Modo Anular [*Thompson and Wallace, 1999*], y, por tanto, al desplazamiento norte-sur del chorro. Este desplazamiento de la corriente en chorro va acompañado también del desplazamiento de las trayectorias preferentes de las tormentas extratropicales o *storm tracks*, y de una redistribución de la precipitación en los extratrópicos.

El patrón de desplazamiento del chorro coincide también con la estructura del primer modo de variabilidad del viento zonal en los extratrópicos. La variabilidad de este modo está además altamente correlacionada con el índice de los modos anulares, por lo que ambos representan en gran medida el mismo fenómeno. Este modo tiene una estructura equivalente barotrópica, aunque también presenta una ligera cizalladura vertical, indicando que los desplazamientos del viento barotrópico van acompañados de desplazamientos de la baroclinicidad media zonal.

Se ha hecho habitual definir el índice zonal como el primer modo de variabilidad del viento zonal, promediado zonalmente e integrado verticalmente para todos los niveles de la troposfera. El índice zonal permite estudiar la dinámica de los modos anulares desde una perspectiva particularmente simple porque la integral vertical del viento medio zonal en los extratrópicos es forzada únicamente por el flujo eddy de momento (covarianza entre las anomalías del viento zonal y meridional), y amortiguada por la fricción. Desde esta perspectiva, por tanto, el problema se reduce a entender cómo la estructura y variabilidad de los flujos eddy de momento son moduladas por la dinámica interna y/o los forzamientos externos, dependiendo de la escala de interés. En esta tesis

estamos interesados en la variabilidad intraestacional del índice zonal, para la cual la dinámica interna juega un papel dominante.

Las anomalías diarias del índice zonal decaen en escalas características de unos 15 días, que son bastante más largas que la escala con la que decorrelacionan los flujos eddy de momento (unos dos días). Por este motivo, el forzamiento eddy es modelado en ocasiones como un ruido blanco al estudiar la dinámica del índice zonal. Ello implicaría que el decaimiento del índice zonal debería estar gobernado por la fricción para escalas más largas que la duración de los ciclos de vida eddy. Sin embargo, el índice zonal es más persistente que la fricción, lo cual implica que el flujo eddy de momento no es totalmente aleatorio sino que refuerza las anomalías del viento zonal (realimentación positiva) en escalas más largas que la sinóptica. Esto fue demostrado por *Lorenz and Hartmann* [2001; 2003], quienes mostraron que aunque el forzamiento eddy está dominado por su rápida componente aleatoria, también tiene una débil componente de baja frecuencia que depende de la variabilidad del índice zonal.

Entender qué determina la realimentación positiva del índice zonal tiene importantes implicaciones para la predictibilidad de este fenómeno. Ello tiene un enorme interés práctico debido al impacto de los modos anulares en las *storm tracks* y en la precipitación extratropical de gran escala. Un posible ejemplo de estos impactos es el fenómeno de *clustering*, o agrupamiento de tormentas consecutivas siguiendo una trayectoria común [*Pinto et al.*, 2013], un fenómeno que podría estar mediado por el impacto sobre el estado básico de los flujos inducidos por los propios ciclones.

Se han propuesto dos posibles mecanismos para explicar la realimentación positiva del índice zonal: un mecanismo barotrópico y otro baroclínico. El mecanismo barotrópico atribuye la sensibilidad del flujo eddy de momento cuando el estado medio cambia a la propagación anómala de ondas en los niveles altos de la troposfera como consecuencia de los cambios en el índice de refracción. El mecanismo baroclínico se basa en los cambios producidos en la fuente de ondas que acompañan a las anomalías del chorro, la cual determina la región donde se produce la convergencia eddy de momento y el forzamiento de la corriente en chorro extratropical.

Numerosos estudios han intentado dilucidar cuál de los dos mecanismos es más relevante, sin que exista aún consenso en la literatura. Por otra parte, se sabe que los modelos atmosféricos y climáticos tienen modos anulares excesivamente persistentes [Gerber *et al.*, 2008b], y que este sesgo está ligado a sesgos en la posición climatológica del chorro [Kidston and Gerber, 2010]. Ello sugiere que el mecanismo barotrópico podría explicar los sesgos en la persistencia del modo anular, pues el índice de refracción en la esfera es muy sensible a la posición del chorro. Sin embargo, éste no es el único factor pues Simpson *et al.* [2013] han mostrado que los modelos siguen siendo excesivamente persistentes aún cuando se corrige el sesgo en la posición del chorro. Los modos anulares son especialmente persistentes en los modelos atmosféricos idealizados [Gerber *et al.*, 2008a], lo cual podría deberse a sesgos con dinámica barotrópica o baroclínica.

Motivado por el problema de la persistencia del índice zonal, el presente trabajo de investigación analiza la variabilidad intraestacional de la baroclinicidad y su relación con la variabilidad del chorro, con los siguientes objetivos:

- **Evaluar la viabilidad del mecanismo baroclínico para la realimentación del índice zonal.**
- **Entender la relación entre la variabilidad de los eddies y de la corriente en chorro.**

El resto de la Memoria de Tesis Doctoral está estructurada de la siguiente manera: en el capítulo II se hace una revisión actualizada del estado actual del conocimiento, exponiendo el marco científico en el que se encuadra la presente investigación. En el Capítulo III se detallan los objetivos específicos perseguidos. Los datos y la metodología empleados se describen en los Capítulos IV y V , respectivamente. Los resultados se recogen entre los Capítulos VI, VII y VIII. Finalmente las conclusiones de este trabajo de investigación se resumen en el Capítulo IX.

II. Estado actual del conocimiento.

En este capítulo se presenta una revisión actualizada de la temática en la que se encuadra la presente Memoria de Tesis Doctoral. Primero se dará una visión sobre la circulación atmosférica general, después se describirá su variabilidad y se introducirá el fenómeno del índice zonal, y finalmente se presentarán en la última sección las principales hipótesis o mecanismos propuestos para la realimentación positiva que confiere persistencia al índice zonal.

1. Circulación general atmosférica.

Estructura multicelular.

La radiación solar no calienta de forma uniforme la superficie terrestre y, por lo tanto, existe una distribución de calor entre el ecuador y el polo. En un escenario de equilibrio radiativo, la temperatura diferiría cuantitativamente de la observada en la superficie terrestre. Ello implica que existe un transporte de calor desde el ecuador hacia los polos por el sistema atmósfera-océano. A este movimiento a gran escala se le denomina circulación general. El forzamiento radiativo es el que mantiene este gradiente latitudinal de temperatura mientras que la circulación lo reduce.

El mecanismo más eficiente para reducir el gradiente térmico es una circulación meridiana de gran escala (celda de Hadley), con ascenso/enfriamiento en los trópicos y descenso/calentamiento en latitudes altas. Sin embargo, en la atmósfera terrestre la celda de Hadley tiene una extensión limitada debido a la inestabilidad baroclínica del chorro subtropical, el cual es forzado por la fuerza de Coriolis (o la conservación del momento angular) cuando el aire se mueve hacia el polo en capas altas. De esta forma, la circulación meridiana se invierte en los extratropicos (celda de Ferrel), en los que el transporte de calor hacia el polo es debido a los eddies en vez de a la circulación media. La estructura multicelular de la circulación meridiana es una consecuencia de los procesos de transporte de momento, como puede inferirse del patrón de vientos alternos del este y del oeste en superficie (Fig. II.1).

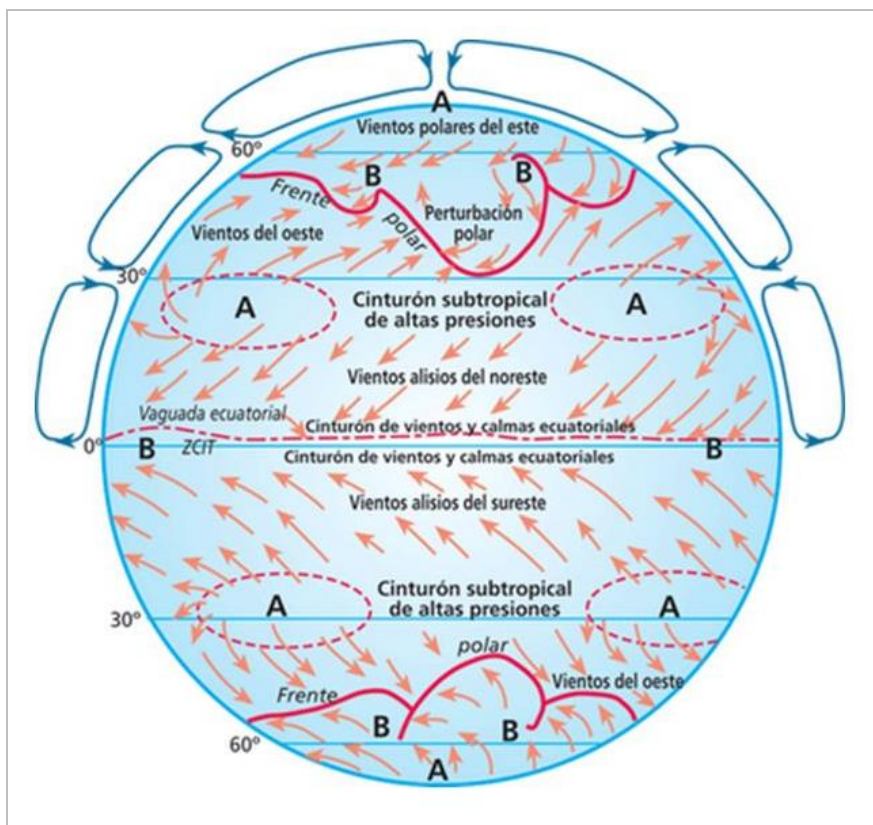


Fig. II.1. Esquema del viento zonal en superficie y la distribución de presión correspondiente.

Las características básicas del viento zonal son muy conocidas. En la superficie, los vientos se dirigen hacia el oeste en latitudes bajas, hacia el este en latitudes medias y son débiles y dirigidos hacia el oeste cerca de los polos. La presión en superficie está aproximadamente en balance geostrófico con estos vientos zonales, con altas presiones en los subtrópicos y bajas en las zonas subpolares (Fig. II.1).

En el balance de fuerzas zonal el forzamiento por el gradiente de presión promedia a cero al integrar a lo largo de un paralelo. Así, el balance de fuerzas dominante cerca de la superficie (donde el transporte advectivo es débil) es entre la fuerza de Coriolis, resultante de los movimientos norte-sur, y la fuerza de fricción, que retarda al viento zonal. En capas altas la fuerza de fricción es poco importante, y el balance dominante es entre la fuerza de Coriolis y la advección horizontal de momento. En una integral

vertical la fuerza de Coriolis desaparece (el flujo meridiano integra a cero por continuidad), de forma que el balance neto es entre el término advectivo y la fuerza de fricción.

En las latitudes medias, en las que se centra esta tesis, el término advectivo dominante es la convergencia del flujo eddy horizontal de momento, que produce una aceleración neta hacia el este en capas altas. Esta aceleración es equilibrada por la fuerza de Coriolis, lo cual requiere de un flujo meridiano hacia el ecuador en capas altas (que produce una fuerza de Coriolis hacia el oeste). En capas bajas, el flujo meridiano tiene sentido opuesto (hacia el polo) por continuidad, y la fuerza de Coriolis se dirige hacia el este, forzando vientos del oeste en superficie, cuya intensidad es controlada por la fricción. La circulación meridiana así descrita es indirecta y se denomina celda de Ferrel. El mismo balance de fuerzas explica que la circulación meridiana sea directa en las regiones donde se produce una deceleración neta de la columna y los vientos en superficie se dirigen al oeste (celdas de Hadley y Polar). Esta estructura multicelular se describe en la Fig. II.2.

Independientemente del sentido del viento en superficie, la componente oeste del viento siempre aumenta con la altura, consistente con la ecuación del viento térmico y el gradiente de temperatura ecuador-polo. La condición de aproximado equilibrio geostrófico implica que puede determinarse el campo de vientos zonales a partir de la estructura del viento en superficie y del gradiente de temperatura. En la siguiente sección se describe en más detalle la estructura del viento zonal, que constituye el principal objeto de estudio en esta tesis.

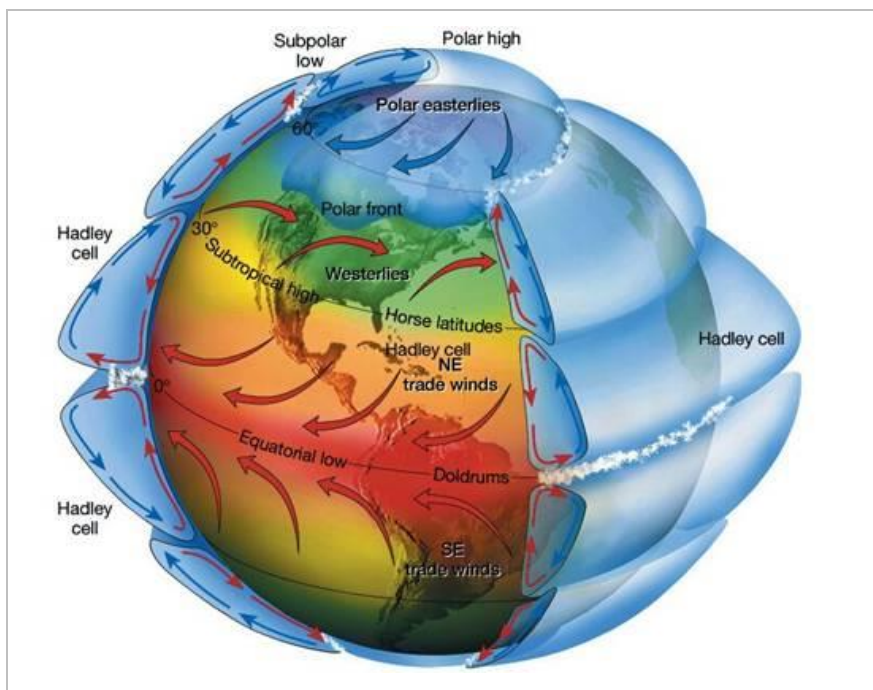


Fig. II.2. Esquema de la circulación atmosférica general [Lutgens and Tarbuck, 2001].

Corriente en chorro.

Las corrientes en chorro o “jet streams” son regiones de intensos vientos en altura que circulan alrededor del planeta hacia el este, cuyo origen se debe al contraste térmico entre las masas de aire. La corriente en chorro también está presente en la circulación atmosférica de otros planetas [Williams, 1978], y puede ser generada en simulaciones de turbulencia geofísica [Panetta, 1993].

Existen dos tipos básicos de corrientes en chorro zonales: el jet subtropical y el jet extratropical o de latitudes medias (Fig. II.3; Lee and Kim [2003]), aunque dependiendo del hemisferio, cuenca y estación ambos chorros no siempre están bien diferenciados.

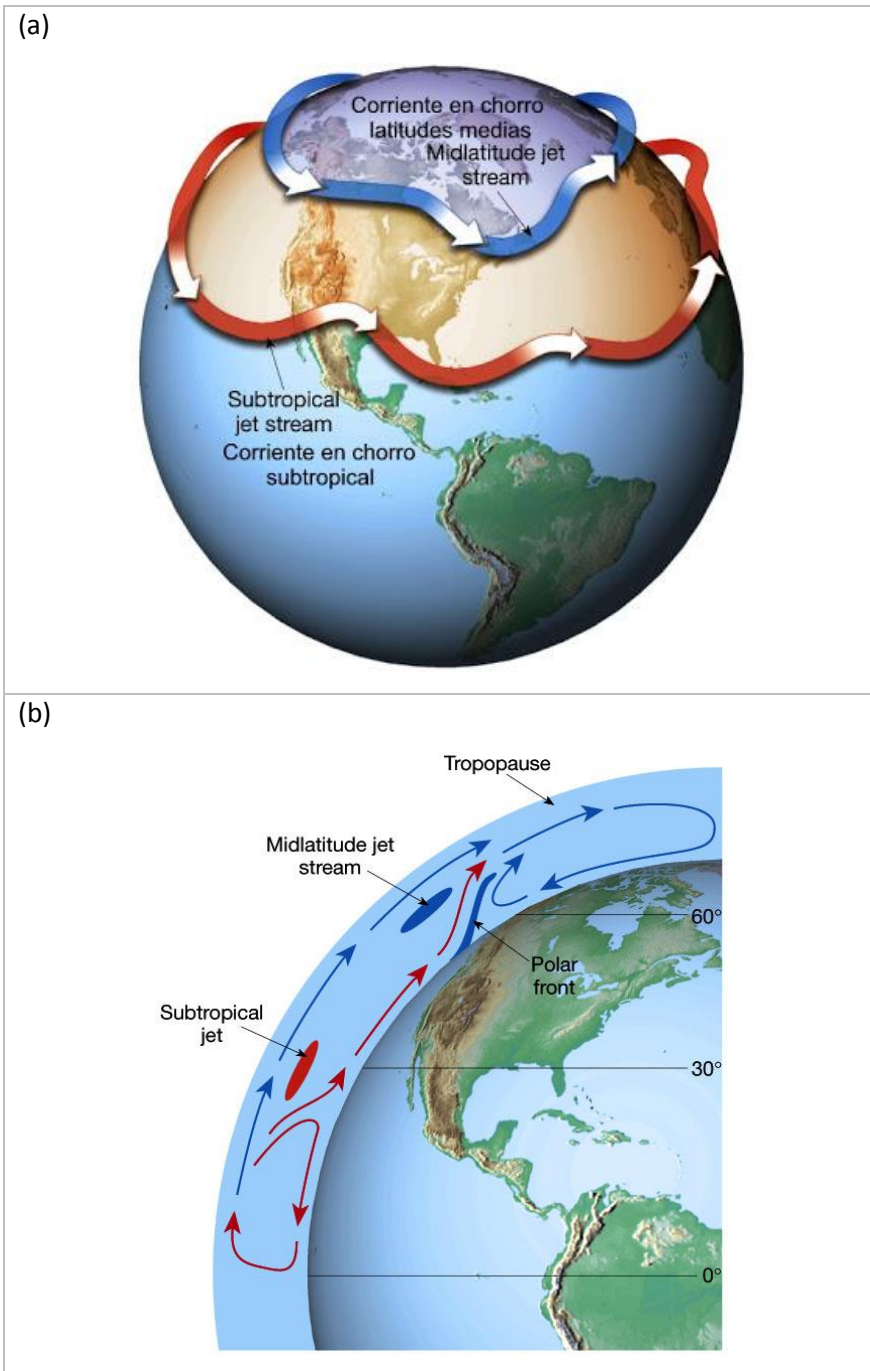


Fig. II.3. (a) Esquema de la corriente en chorro subtropical y (b) extratropical y su relación con la estructura multicelular [Lutgens and Tarbuck, 2001].

La separación entre ambos chorros es más clara en el hemisferio sur debido a la estructura más zonal de su circulación. En la climatología del viento zonal promediado zonalmente para este hemisferio (Fig. II.4) podemos observar dos zonas de intensos vientos. El chorro subtropical está localizado a 30°S y 200hPa mientras que el chorro extratropical está situado a una latitud 50°S y tiene una estructura bastante más profunda. Las diferencias en el viento en superficie entre ambos jets sugieren que obedecen diferentes dinámicas.

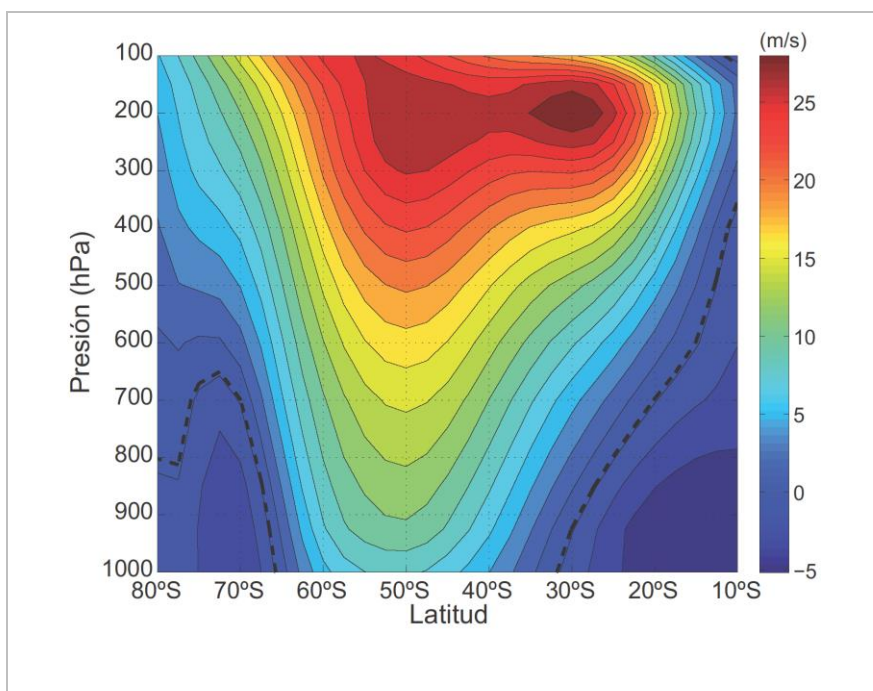


Fig. II.4. Climatología del viento zonal promediado zonalmente (m/s) para el hemisferio sur.

El chorro subtropical está localizado en la alta troposfera al borde de la celda de Hadley, por lo que es frecuentemente usado para delimitar las regiones tropical y extratropical. El aire que asciende en la región de convergencia intertropical se mueve hacia los polos en capas altas, y al hacerlo es acelerado en dirección zonal por la fuerza de Coriolis. En ausencia de eddies, este flujo de aire conservaría su momento angular y produciría un chorro mucho más intenso que el observado. Si ello no ocurre es debido a la propagación de ondas en capas altas desde los extratropicos hacia los subtrópicos, donde rompen y deceleran al chorro.

Aunque este forzamiento eddy implica que el flujo de aire en capas altas está lejos de conservar el momento angular, el máximo viento zonal sigue observándose al borde de la celda de Hadley. Dado que en esta región se produce la transición entre aceleración y deceleración eddy (o entre vientos del oeste y del este en superficie), el chorro subtropical se caracteriza por tener vientos débiles en superficie y valores altos de cizalladura, o un máximo muy localizado en capas altas.

Mucha de la variabilidad de la corriente en chorro subtropical está determinada por ciclos estacionales de calor en los trópicos, que tienen un impacto directo en la latitud de la región de convergencia intertropical y en la intensidad de la celda de Hadley. Al localizarse el ascenso en el hemisferio de verano, la circulación de Hadley es mucho más extensa e intensa en el hemisferio de invierno que en el de verano, y el chorro subtropical es asimismo mucho más fuerte.

La corriente en chorro extratropical está localizado en latitudes medias y es forzado por la convergencia del flujo eddy meridional de momento producido por los eddies baroclínicos, fundamentalmente durante la etapa de decaimiento en sus ciclos de vida [*Simmons and Hoskins, 1978*]. Incluso cuando los eddies baroclínicos no son modales y la evolución dinámica es turbulenta, el jet se localiza en la región donde los eddies son generados, siempre que los eddies se propaguen meridionalmente antes de disiparse. La propagación meridional de los eddies se asocia a un flujo de momento en dirección contraria a la de propagación [*Edmon et al., 1980*] y a una interacción entre los eddies y el flujo básico que produce aceleración (deceleración) del flujo básico en la región en la que los eddies son generados (disipados).

Como se comentó anteriormente, la disipación ocurre mediante ruptura de ondas en los subtrópicos [*Randel and Held, 1991*] y decelera el chorro subtropical. La aceleración se produce en la llamada región baroclínica, en la cual la baroclinicidad en capas bajas y la generación eddy (flujo eddy de calor) son máximas. En esta región se produce también el máximo viento en superficie pues, como se dijo, el balance de fuerzas neto de la columna atmosférica refleja un equilibrio entre la convergencia eddy de momento y la fricción. Debido a ello, el chorro extratropical es frecuentemente descrito como un chorro barotrópico aunque también

tenga una fuerte componente baroclínica. La asociación entre la corriente en chorro extratropical y la región de máxima generación eddy implica que este jet esté localizado en la región de máxima baroclinicidad y marque las *storm tracks*. El chorro extratropical y la trayectoria de las tormentas están íntimamente relacionadas incluso en estaciones y regiones donde el chorro se debilita [Nakamura and Shimpō, 2004]. Entender la relación entre la variabilidad de los eddies y del chorro constituye el objetivo fundamental de esta tesis.

2. Variabilidad de la circulación general.

El estudio de la variabilidad de la circulación atmosférica media zonal se remonta a la primera mitad del siglo XX [Rossby, 1939; Namias, 1950]. En estos trabajos se introdujo el concepto de “índice zonal”, con un significado ligeramente distinto del actual, para describir estados atmosféricos con un chorro extratropical anormalmente débil o intenso. El interés en la variabilidad de la circulación media zonal decayó considerablemente a raíz de la disponibilidad de datos satelitales con gran cobertura espacial, los cuales pusieron de manifiesto la compleja estructura no zonal de la variabilidad atmosférica (patrones de teleconexión). Sin embargo, el estudio de la variabilidad de la circulación media zonal ha tomado un nuevo impulso en las últimas décadas con el descubrimiento de los modos anulares.

Patrones regionales de teleconexión.

Al analizar la variabilidad atmosférica frecuentemente se encuentra una correlación significativa, positiva o negativa, entre las anomalías de presión a nivel del mar o altura geopotencial en distintas regiones del globo. Las estructuras espaciales definidas por el mapa de correlación se denominan patrones de teleconexión [Wallace and Gutzler, 1981]. Generalmente tienen escala regional y proyectan con mayor intensidad en la variabilidad del clima sobre sectores específicos del hemisferio, mostrando una importante componente no zonal.

La Oscilación del Atlántico Norte (NAO¹) es uno de los patrones regionales de teleconexión más conocidos, presente en todas las

¹ Acrónimo del término inglés: North Atlantic Oscillation.

estaciones [Barnston and Livezey, 1987] y con una gran influencia en el sector del Atlántico norte. Inicialmente fue definida como el dipolo en las anomalías de presión entre un centro localizado en Groenlandia y otro en las Azores (entre 35°N y 40°N) [Walker, 1925]. Actualmente el índice de la NAO (Fig. II.5) se define como el principal modo de la Función Ortogonal Empírica (EOF²) de la presión a nivel del mar de la zona del Atlántico norte, teniendo dos posibles estados: una fase positiva y una fase negativa.

Como indica la estructura del mapa de presión a nivel del mar, este patrón se caracteriza por una redistribución de masa entre el Atlántico subpolar y subtropical o, de forma equivalente, con un desplazamiento norte-sur del chorro extratropical en este sector. Asociado a esta variabilidad del chorro se produce una intensificación y migración hacia el norte (en la fase positiva) de las *storm tracks*, con impactos en Europa y el este de América del Norte [Hurrell, 1995].

² Acrónimo del término inglés: Empirical Orthogonal Function.

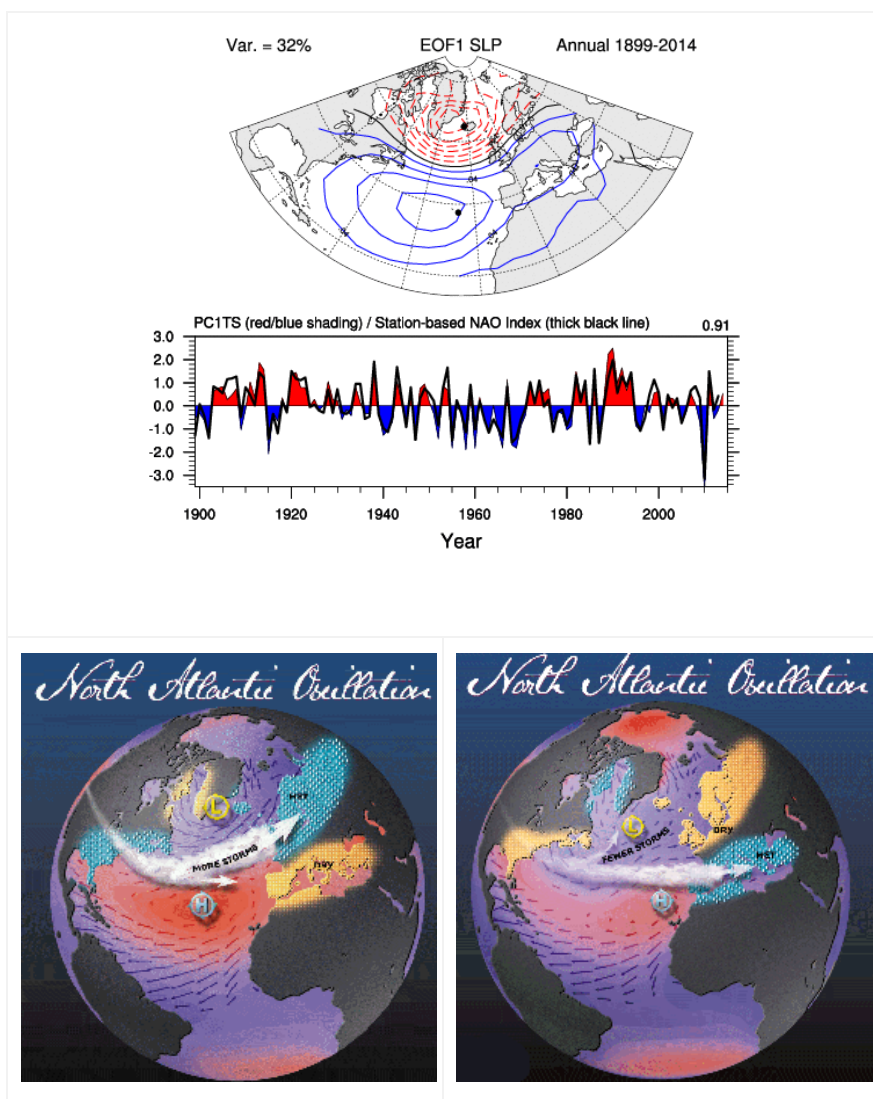


Fig. II.5. Patrón de la NAO y su evolución anual mostrando fases positiva y negativa [Hurrell, 1995] e impactos en la circulación de Europa y este de América del Norte [<http://www.ldeo.columbia.edu/>].

Aunque la NAO ha sido tradicionalmente entendida como un modo de variabilidad de baja frecuencia, la NAO tiene un espectro rojo y varía en un amplio rango de escalas de tiempo. Estudios recientes han abordado la variabilidad de la NAO en escalas intraestacionales y han mostrado que los procesos de rotura de ondas pueden producir una variabilidad rápida de la NAO [Feldstein, 2003; Rivière and Orlanski, 2007].

Esta tesis se concentra en la variabilidad interna del viento zonal, en la cual estas escalas de tiempo son más relevantes, a diferencia de escalas más largas para las que la influencia del océano y/o la estratosfera pudieran ser más importantes.

Modos anulares.

Estudios más recientes han mostrado que las variaciones en la circulación troposférica están dominadas por una estructura profunda que es aproximadamente zonal o anular [*Thompson and Wallace, 1998; Baldwin and Dunkerton, 1999*]. A este modo de variabilidad extratropical a escala hemisférica, dominante en todas las escalas de tiempo, se le conoce con el nombre de modo anular (AM³). Éste se define como el primer EOF de la altura geopotencial en la baja troposfera en los extratropicos de cada hemisferio [*Limpasuvan and Hartmann, 1999; Thompson and Wallace, 1999*]. En la Fig. II.6 se muestra el modo anular tanto para el hemisferio norte (NAM⁴) como para el sur (SAM⁵). A pesar del contraste en la orografía y en la distribución tierra-mar entre los hemisferios, existen muchas semejanzas entre ambos modos anulares, aún cuando el modo del hemisferio sur es más zonal [*Kidson, 1988; Hartmann and Lo, 1998*]. Por este motivo, los modos anulares son frecuentemente considerados como estructuras con simetría zonal. La varianza explicada por el modo anular es del 27% para el hemisferio norte y del 36% para el hemisferio sur (en ambos casos, el modo anular está bien separado del resto de modos de acuerdo con el criterio de *North et al. [1982]*).

³ Acrónimo del término inglés: Annular Mode.

⁴ Acrónimo del término inglés: North Annular Mode.

⁵ Acrónimo del término inglés: South Annular Mode.

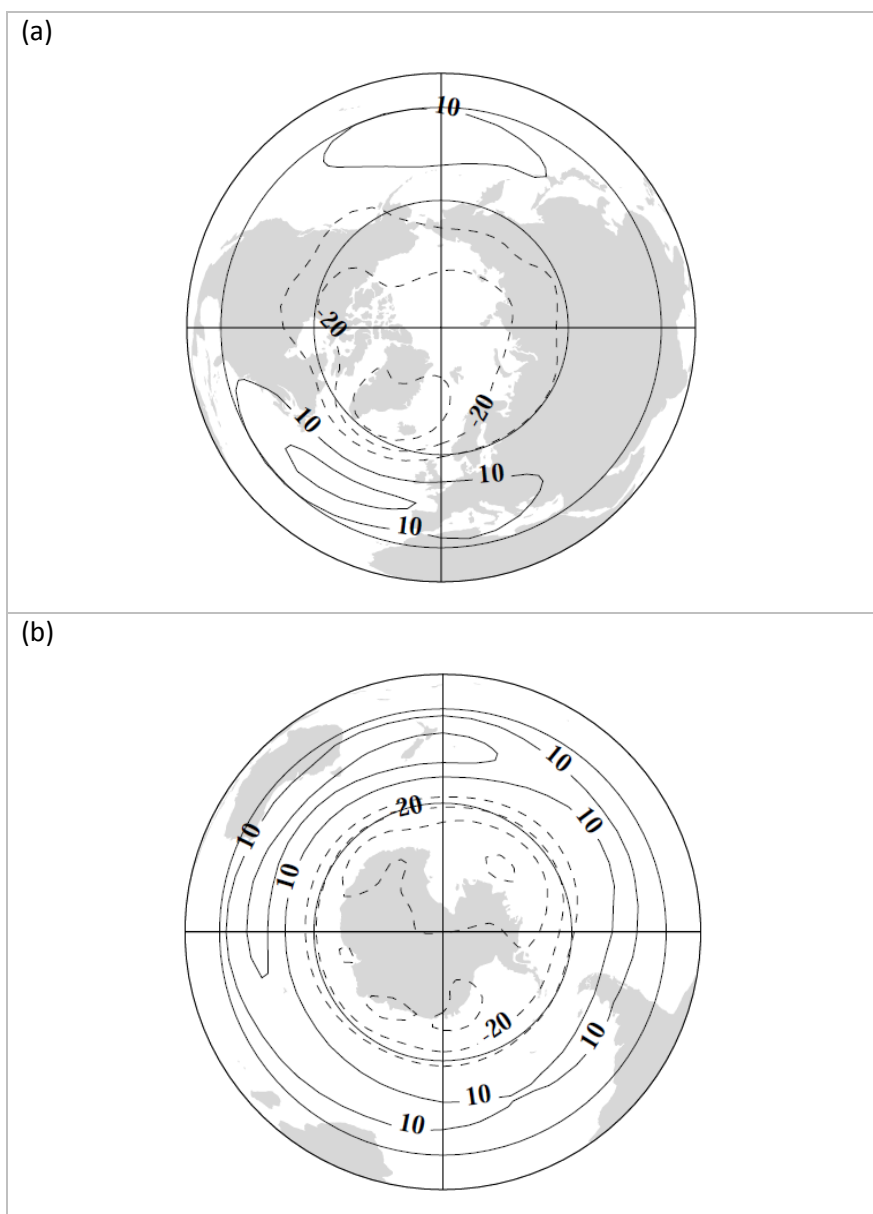


Fig. II.6. Primer EOF de la altura geopotencial a 1000 hPa mostrado como regresión en el mapa de anomalías del índice tanto para (a) el HN y (b) el HS [Limpasuvan and Hartmann, 1999].

Además de ser zonalmente simétricos, los modos anulares tienen una estructura vertical equivalente barotrópica que se extiende hasta la estratosfera. En latitud, su estructura dipolar en la presión a nivel del mar se asocia al intercambio de masa entre latitudes medias y altas, y por tanto

al desplazamiento norte-sur del chorro extratropical, que marca la frontera entre ambas regiones. Este desplazamiento del chorro va asimismo acompañado del desplazamiento de las *storm tracks*, y de la redistribución de la precipitación extratropical. Esta estructura es muy similar a la descrita anteriormente para el patrón de teleconexión de la NAO, que se considera en ocasiones como una manifestación regional de los AM [Wallace, 2000].

Modos anulares baroclínicos.

Más recientemente se ha encontrado otro tipo de variabilidad anular, que *Thompson and Woodworth* [2013] y *Thompson and Li* [2014] denominan “modo anular baroclínico”. Esta estructura aparece al analizar la variabilidad de la energía cinética eddy o el flujo eddy meridiano de calor. Aunque este modo de variabilidad también tiene gran simetría zonal y estructura vertical profunda, su estructura latitudinal es monopolar en vez de dipolar, representando (en su fase positiva) una intensificación del ciclo energético, en vez de un desplazamiento latitudinal.

Los modos anulares barotrópicos (o “modos anulares” a secas) dominan la varianza de la energía cinética media zonal (o viento zonal) y el flujo eddy de momento, pero proyectan débilmente en el flujo eddy de calor. Los modos anulares baroclínicos dominan la varianza de la energía cinética eddy y flujo eddy de calor, pero proyectan débilmente en el flujo eddy de momento. Ambos modos tienen roles diferentes en la variabilidad climática y en los ciclos energéticos, proyectan de forma distinta en el clima.

3. Variabilidad del índice zonal y persistencia.

Como se comentó anteriormente, la variabilidad de los modos anulares (y de la NAO, de forma más regional) se caracteriza por un desplazamiento norte-sur de la corriente en chorro extratropical. Esto puede racionalizarse en base a la asociación entre el chorro y la región de máximo gradiente térmico en superficie, el tradicionalmente llamado “frente polar”, que separa las masas de aire de latitudes medias y polares. Las anomalías dipolares en la presión en superficie características de los modos anulares se asocian a un intercambio de masa entre latitudes

medias y altas, y por tanto a un desplazamiento meridional de la frontera que los separa.

El patrón de los modos anulares coincide también con la estructura del primer modo de variabilidad del viento zonal en los extratropicos. Esto se aprecia claramente en el hemisferio sur, que tiene un chorro extratropical más zonal y más separado del chorro subtropical (Fig. II.4) que el hemisferio norte. El primer EOF del viento zonal promediado zonalmente (36% de varianza explicada) en el hemisferio sur es un dipolo con máximos en 40° y 60°, que representa fluctuaciones norte-sur del chorro en torno a su posición media temporal de 50°S (Fig. II.7). La serie de componentes principales (PC⁶) de este modo de variabilidad es conocida como el *índice zonal* y se encuentra muy altamente correlacionada con el índice del modo anular (SAM), definido a partir de las anomalías de geopotencial o presión en superficie. Por este motivo, es frecuente considerar ambos modos de variabilidad como el mismo fenómeno.

Este modo de variabilidad tiene una estructura vertical profunda, que se extiende hasta la estratosfera, y equivalente barotrópica. Sin embargo, el modo no es estrictamente barotrópico, y presenta una clara cizalladura vertical (Fig. II.7). Ello implica que los desplazamientos del viento barotrópico descritos por este modo van también acompañados de desplazamientos de la baroclinicidad media zonal. Como veremos, esta característica podría jugar un papel importante en la persistencia del índice zonal. Uno de los principales objetivos de esta tesis es entender la dinámica de la covariabilidad del viento barotrópico y la baroclinicidad.

⁶ Acrónimo del término inglés: Principal component.

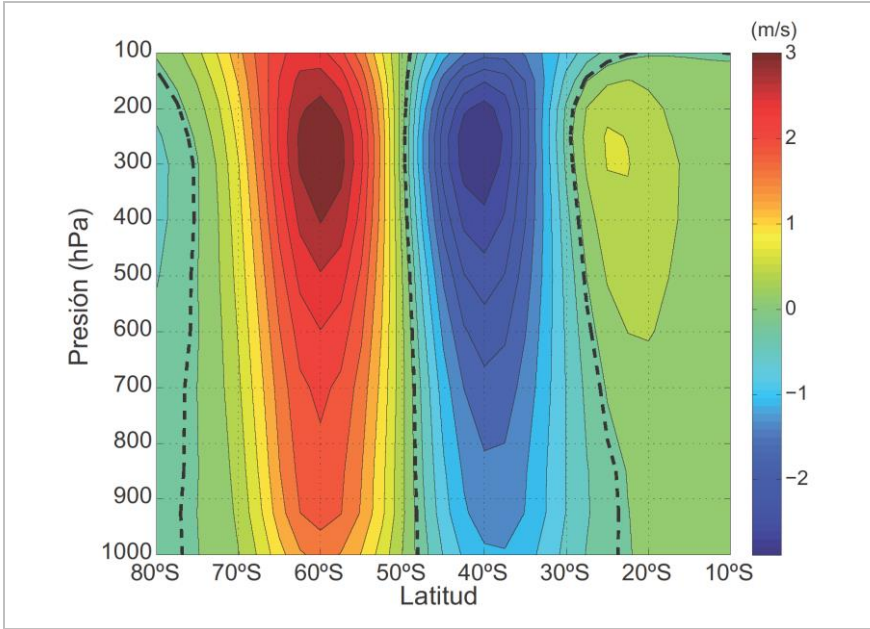


Fig. II.7. Primer EOF del viento zonal promediado zonalmente (m/s; Figura adaptada de *Lorenz and Hartmann [2001]*).

Aunque el modo tiene estructura vertical, su variabilidad es capturada por la variabilidad de la componente barotrópica del viento. El primer modo de variabilidad del viento zonal promediado zonalmente e integrado verticalmente (varianza explicada del 43%) tiene la misma estructura dipolar (no mostrado), y se encuentra correlacionado al 0,998 con el índice zonal *Lorenz and Hartmann [2001]*. Esto permite una descripción particularmente sencilla de la dinámica de la variabilidad anular porque el viento zonal barotrópico es forzado únicamente por el flujo eddy de momento (al integrar verticalmente el forzamiento de Coriolis se anula por continuidad) y amortiguado por la fricción, como indica la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial \langle [u] \rangle}{\partial t} = -\frac{1}{\cos^2 \phi} \frac{\partial (\langle [u'v'] \rangle \cos^2 \phi)}{a \partial \phi} - F \quad \text{II.1.}$$

donde $\langle u \rangle$ es la integral vertical, $[u]$ es la media zonal, u' son las anomalías zonales ($u' = u - [u]$), ϕ es la latitud, a el radio de la tierra y F representa los forzamientos externos, fundamentalmente la fricción.

Persistencia del índice zonal.

La Fig. II.8 muestra la función de autocorrelación del índice zonal y de la convergencia eddy de momento, proyectados en el patrón correspondiente al desplazamiento, en el hemisferio sur. Como podemos observar, el forzamiento eddy decorrelaciona mucho más rápidamente que el índice zonal, por lo que en primera instancia podría considerarse como un proceso aleatorio. Si modelamos este forzamiento como un ruido blanco, cabría esperar a partir de la ecuación II.1 que el decaimiento de las anomalías del índice zonal estuviera gobernado por la fricción en escalas de tiempo más largas que la duración de los ciclos de vida sinópticos (en torno a 9 días). Sin embargo, el índice zonal muestra mayor persistencia que la que sugeriría este modelo (Fig. II.8) y decae en escalas temporales del orden de 15 días.

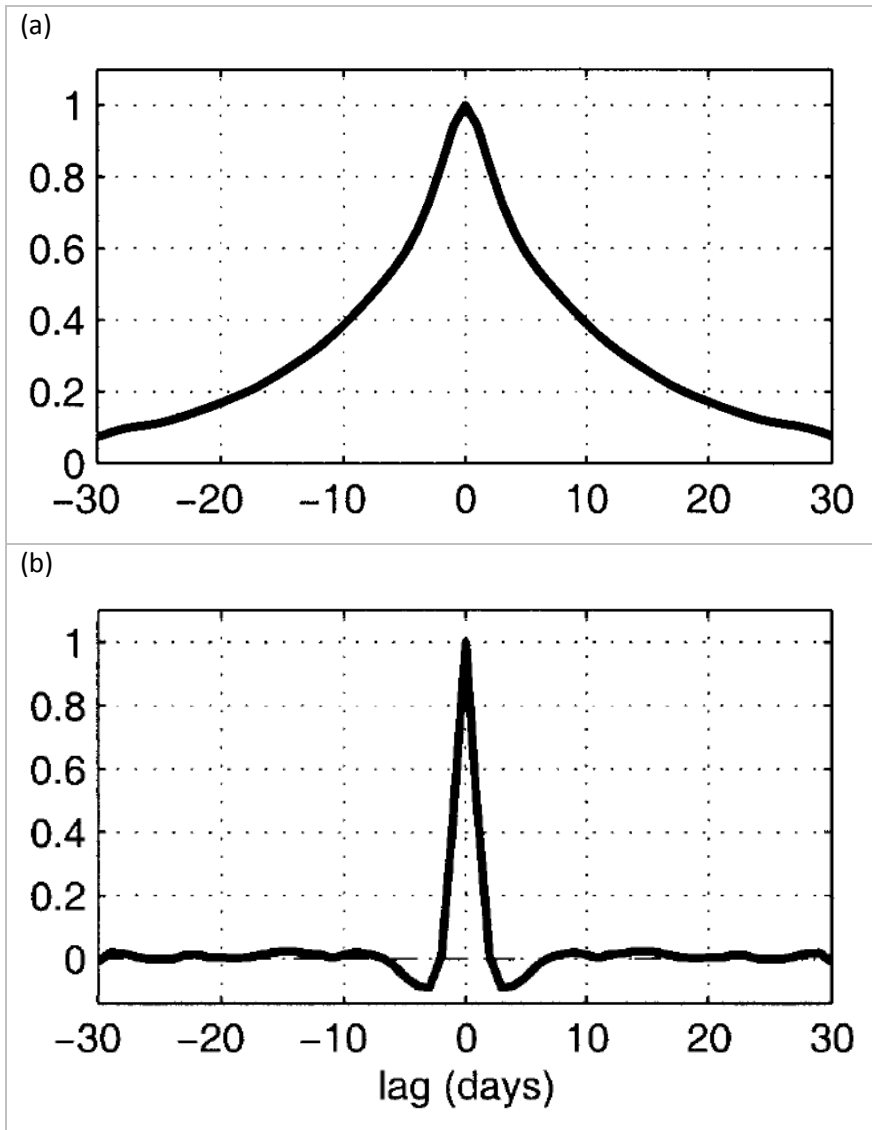


Fig. II.8. Autocorrelación del (a) índice zonal y (b) del forzamiento eddy de momento en el hemisferio sur [Lorenz and Hartmann, 2001].

La relación entre la variabilidad del índice zonal y de su forzamiento eddy ha sido analizada en detalle por Lorenz and Hartmann [2001] para el hemisferio sur y por Lorenz and Hartmann [2003] para el hemisferio norte. Estos autores notan que aunque el forzamiento eddy de momento está dominado por su rápida componente aleatoria, este término también muestra una débil variabilidad de baja frecuencia. A

pesar de que esta componente de baja frecuencia produce una contribución prácticamente despreciable a la variabilidad del flujo eddy de momento (como sugiere la rápida decorrelación de este término en la Fig. II.8), este forzamiento tiene un efecto importante en la variabilidad del índice zonal. Esto ocurre porque las anomalías de baja frecuencia del forzamiento eddy de momento no son totalmente aleatorias, sino que están moduladas por las anomalías del flujo básico y tienden en promedio a reforzar estas anomalías mediante un mecanismo de realimentación.

Esto se ilustra en la Fig. II.9, que muestra la correlación cruzada entre el índice zonal y el forzamiento eddy de momento en el hemisferio sur (donde los resultados son más fáciles de interpretar). Las mayores correlaciones positivas se obtienen para desfases negativos (cuando las anomalías del flujo eddy de momento preceden a las del viento), como cabría esperar de la ecuación II.1. Sin embargo, también se detecta una correlación positiva, pequeña pero significativa, cuando las anomalías del viento preceden al flujo de momento con un desfase de entre 5 y 15 días. En estas escalas de tiempo una parte de las anomalías del flujo eddy de momento responden a las anomalías del flujo básico.

El signo positivo de esta correlación implica además que las anomalías del flujo eddy de momento tienden en promedio a reforzar las anomalías del viento zonal, lo cual conduce a una mayor persistencia del índice zonal. Para verlo, podemos reescribir la ecuación II.1 en la forma:

$$\frac{\partial z}{\partial t} = m - \frac{z}{\tau} \quad \text{II.2.}$$

siendo z el índice zonal, m el forzamiento eddy de momento y τ una escala de tiempo friccional. Cuando m es un ruido blanco, las anomalías de z decorrelacionan en tiempos τ como se indicó anteriormente. Sin embargo, cuando m tiene una componente no aleatoria que depende de z , podemos representar este término usando un modelo lineal de realimentación [Lorenz and Hartmann, 2001]:

$$m = az + m' \quad \text{II.3.}$$

siendo a un coeficiente de realimentación y m' la componente aleatoria (que es dominante) del forzamiento eddy de momento, la cual varía

independientemente de las anomalías de z . Sustituyendo esta expresión en la ecuación II.2 obtenemos:

$$\frac{\partial z}{\partial t} = az + m' - \frac{z}{\tau} = m' - \frac{z}{\tau/(1 - a\tau)} \quad \text{II.4.}$$

de forma que cuando m' es blanco las anomalías del viento zonal decaen con la escala de tiempo $\tau' = \tau/(1 - a\tau)$, más larga que la escala de tiempo friccional τ . Además, es importante notar que la realimentación positiva no sólo afecta a la persistencia del índice zonal sino también a su varianza. Ello podría explicar la gran importancia de los modos anulares en la variabilidad interna atmosférica, pues la realimentación positiva implica una menor “fricción efectiva” para este tipo de variabilidad.

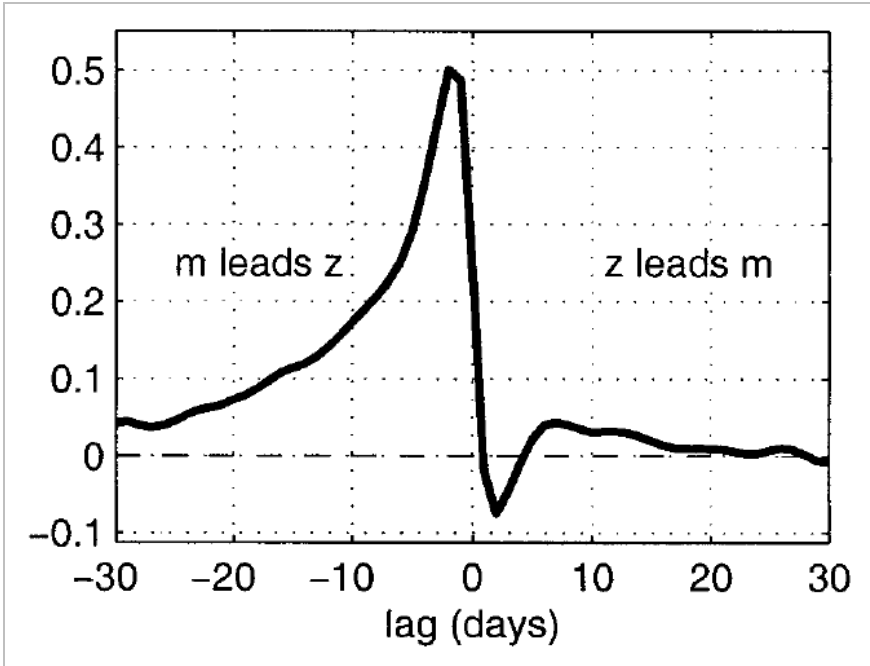


Fig. II.9. Correlación cruzada entre el índice zonal (z) y el forzamiento eddy de momento (m) [Lorenz and Hartmann, 2001].

La realimentación positiva/fricción reducida experimentada por este patrón dinámico podría también explicar por qué el modo anular es un modo preferido de respuesta ante forzamientos de diversa índole. Cuando se incluye un forzamiento externo F_{ext} en el miembro derecho de la ecuación II.4, la respuesta del sistema en equilibrio viene dada por

$\Delta \bar{z} = \tau F_{ext} / (1 - a\tau)$, y es amplificada por la realimentación positiva. Esto podría explicar la relación encontrada entre la persistencia de los modelos y la amplitud de su respuesta anular para un determinado forzamiento [Kindston and Gerber, 2010] y es consistente con el teorema de fluctuación-disipación [Leith, 1975; Ring and Plumb, 2008], que relaciona la variabilidad interna y la respuesta forzada de un sistema.

En este contexto, entender lo que determina la realimentación positiva tiene grandes implicaciones tanto para la predictibilidad como para la sensibilidad climática. Sin embargo, aún no se entiende la dinámica implicada en el fenómeno de realimentación positiva: aunque se han propuesto varios mecanismos para explicarlo, aún existe controversia sobre su relevancia. Algunos estudios han abordado la sensibilidad de la persistencia del índice zonal a los parámetros externos utilizando modelos idealizados [Son et al., 2008], aunque los resultados deben ser interpretados con precaución porque los cambios en la persistencia pueden también deberse a cambios en el estado básico [Chen and Plumb, 2009]. Por otra parte, Gerber et al. [2008b] han mostrado que los modelos de circulación general usados en el cuarto informe de evaluación del Grupo Intergubernamental de Expertos sobre el Cambio Climático (IPCC AR4⁷) son demasiado persistentes comparados con las observaciones en ambos hemisferios y estaciones. Esto sugiere que los modelos tienden a exagerar la correlación entre las anomalías del viento zonal y del flujo eddy de momento, aunque los motivos aún no han sido aclarados [Simpson et al., 2013]. Este sesgo se acentúa en los modelos idealizados [Gerber and Vallis, 2007]. De acuerdo con el teorema de fluctuación-disipación, los sesgos en la persistencia podrían ser también indicativos de una excesiva sensibilidad climática.

4. Mecanismos de realimentación.

Como se expuso anteriormente, la realimentación positiva que confiere persistencia a la variabilidad del índice zonal aún no se entiende del todo y el mecanismo dinámico responsable aún no ha sido aclarado. En concreto, no existe una teoría simple que permita predecir la escala de

⁷ Acrónimo del término inglés: Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report.

tiempo característica del índice zonal, o cómo varía dicha escala con los parámetros externos.

En esta sección presentaremos dos mecanismos que han sido propuestos en la literatura para explicar el fenómeno de realimentación eddy positiva: un mecanismo barotrópico y otro baroclínico.

Mecanismo barotrópico.

El mecanismo barotrópico atribuye la sensibilidad del flujo eddy de momento cuando el estado medio cambia a la propagación anómala de ondas en los niveles altos de la troposfera [Simmons and Hoskins, 1978; Hartmann and Zuercher, 1998; *Chen and Zurita-Gotor*, 2008]. Estos cambios en la propagación se producen como consecuencia de cambios en el índice de refracción, aunque existen distintas variaciones de este mecanismo dependiendo de la característica considerada y/o su origen (por ejemplo: desplazamiento de la capa crítica debido a cambios en la velocidad de fase y/o en el viento zonal, cambios en la región donde existe propagación de onda, etc.).

Vallis et al. [2004] mostraron que es posible producir en un modelo barotrópico un chorro extratropical con variabilidad anular cualitativamente realista cuando los eddies son generados mediante un simple forzamiento estocástico. Este modelo es usado como prototipo de la alta troposfera, excepto que los eddies son generados externamente mediante una fuente de ondas en vez de internamente mediante inestabilidad baroclínica. Ésta es una importante simplificación respecto al modelo baroclínico, que permite modular externamente la localización e intensidad de la generación eddy. En este modelo, como en la atmósfera real, los eddies fuerzan un chorro en la región de generación si se propagan a otras regiones antes de ser disipados. Utilizando este modelo, *Barnes and Hartmann* [2011] han mostrado recientemente que se puede producir una realimentación positiva y una persistencia realista del índice zonal incluso cuando la fuente de ondas no se desplaza. Ello sugiere que los cambios en la fuente de ondas (la generación baroclínica, en el contexto real atmosférico) podrían no jugar un papel dominante en la determinación de la variabilidad.

La esfericidad de la Tierra juega un papel fundamental para la propagación de ondas en capas altas, explicando por ejemplo por qué se produce mayor propagación hacia los subtrópicos que hacia los polos en la climatología [Balasubramanian and Garner, 1997]. Esta asimetría también afecta a la persistencia de la corriente en chorro, que es mayor cuando el chorro se desplaza hacia el ecuador (fase negativa del modo anular) que cuando se desplaza hacia los polos (fase positiva). Ello podría deberse a la disminución del gradiente de vorticidad planetaria con la latitud en la esfera, inhibe la ruptura de ondas en la vertiente polar del chorro [Barnes and Hartmann, 2010b]. Cuando esto ocurre se debilita la realimentación positiva y disminuye la persistencia del índice zonal, de forma que este modo de variabilidad deja de ser dominante frente a una pulsación en su intensidad cuando el chorro está suficientemente próximo al polo.

Una fortaleza del mecanismo barotrópico es que es capaz de explicar la relación observada en las simulaciones con modelos climáticos entre la persistencia de los desplazamientos del chorro y su latitud climatológica. Diversos estudios han mostrado que la persistencia del índice zonal aumenta cuando el chorro se encuentra desplazado hacia el ecuador, lo cual es consistente con la teoría de propagación de ondas y los resultados de los modelos idealizados [Barnes et al., 2010]. Esta relación entre los sesgos en la persistencia del índice zonal y en la posición del chorro parece ser bastante robusta, y se ha observado tanto en distintas versiones de un mismo modelo [Arakelian and Codron, 2012] como en comparaciones multimodelo [Kindston and Gerber, 2010].

Mecanismo baroclínico.

El mecanismo baroclínico se basa en los cambios en la fuente de ondas que acompañan a las anomalías del chorro. Como se comentó anteriormente, los eddies baroclínicos tienden a producir aceleración hacia el oeste en la región de generación cuando se propagan y rompen lejos de las latitudes donde fueron generados. Esto implica que si cambia la región de generación eddy también cambiará la región donde se produce la convergencia eddy de momento y el forzamiento del chorro extratropical. Robinson [2000] ha propuesto un mecanismo mediante el

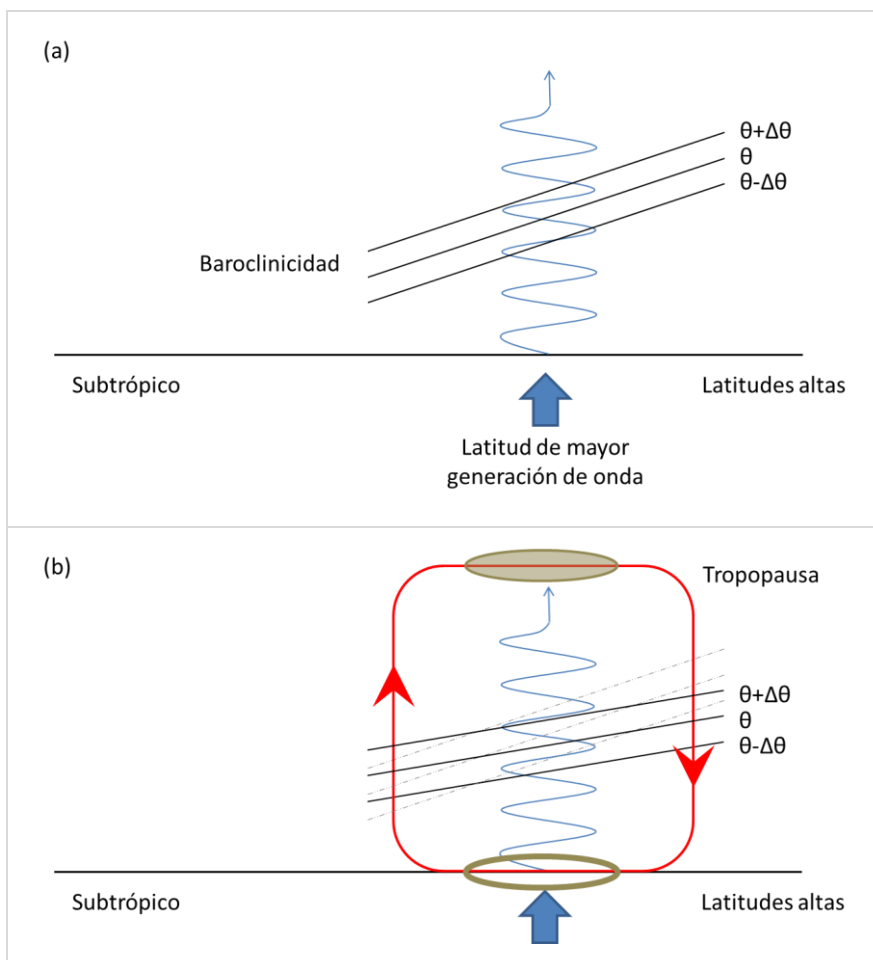
cual los desplazamientos del chorro inducen desplazamientos en la región de generación eddy, dando lugar a un ciclo de realimentación.

Robinson [2000] sugiere que cuando el chorro extratropical es desplazado por los flujos eddy de momento anómalos, la circulación residual que éstos inducen refuerza la baroclinicidad zonal media en la región de aceleración. Si las anomalías de baroclinicidad son suficientemente persistentes, esto podría conducir a un aumento en la generación de ondas en la misma región porque el flujo eddy de calor en superficie adopta típicamente sus valores máximos en las regiones de mayor gradiente térmico [*Stone*, 1978; *Kushner and Held*, 1998]. Finalmente, la generación anómala de ondas conduce a un reforzamiento de la anomalía inicial cuando los eddies se propagan meridionalmente en capas altas, impartiendo una nueva aceleración sobre la región de generación.

El ingrediente principal del mecanismo de *Robinson* [2000] es el forzamiento de la baroclinicidad por los flujos eddy de momento anómalos. Esto se ilustra en la Fig. II.10, que analiza esquemáticamente la dinámica de la baroclinicidad y sus principales forzamientos. Como se discutió anteriormente y se indica en la Fig. II.10a, la máxima generación de ondas en la superficie se produce en la región de mayor gradiente térmico o pendiente isentrópica. Esta actividad de ondas se propaga verticalmente, lo cual se asocia con flujo eddy de calor hacia el polo. Si la actividad de ondas se disipa en la alta troposfera en aproximadamente el mismo rango de latitudes en el que fue generada (Fig. II.10b), esta disipación fuerza una circulación residual directa que reduce la pendiente isentrópica, lo cual repercute en una reducción en la generación de ondas. De esta forma, la circulación residual produce una realimentación negativa que atenúa la baroclinicidad.

Sin embargo, la disipación de la actividad de ondas no se limita a la región de generación, sino que se produce también una propagación meridional en capas altas hacia los subtrópicos, donde las ondas rompen y son disipadas. Esta propagación está asociada con el flujo eddy de momento, que converge en la región de la fuente, coincidente con las *storm tracks* extratropicales (Fig. II.10c; ver por ejemplo [*Lau et al.*, 1978; *Lim and Wallace*, 1991]). El flujo eddy de momento induce en este caso

una circulación residual indirecta, que refuerza la pendiente isentrópica en la región de la fuente. De esta forma, la circulación residual forzada por la convergencia eddy de momento actúa como una realimentación positiva sobre la baroclinicidad y la generación de ondas. El ciclo de realimentación de Robinson se cierra cuando la generación de ondas anómala en esta región conduce a su vez a mayor propagación meridional y a una intensificación del flujo eddy de momento.



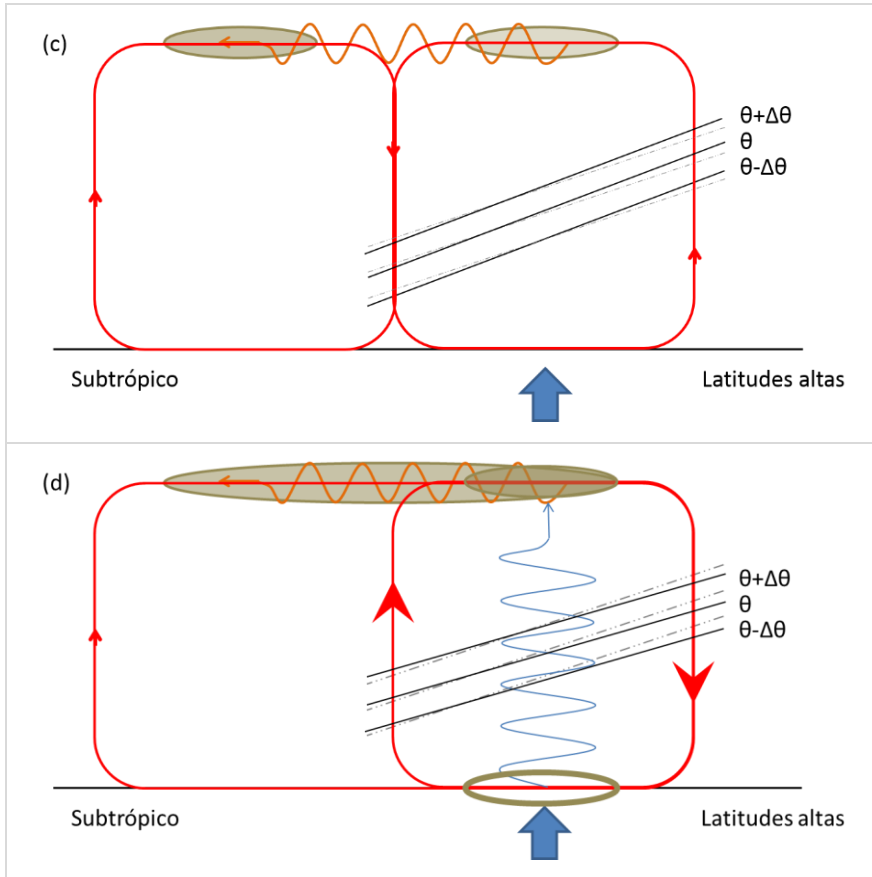


Fig. II.10. Mecanismo baroclínico de realimentación positiva. (a) La región de mayor pendiente isentrópica está asociada con generación de ondas. (b) La ruptura de ondas en capas altas fuerza una circulación residual que reduce la pendiente isentrópica. (c) La propagación de ondas meridionalmente lejos de la latitud de la fuente fuerza una circulación residual indirecta que refuerza la pendiente isentrópica. (d) Efecto combinado de la propagación de ondas vertical y meridional. Las zonas sombreadas indican convergencia del flujo de ondas y las no sombreadas divergencia (Figura adaptada de *Thompson and Birner [2012]*).

En la climatología, la convergencia del flujo de Eliassen-Palm asociada a la convergencia vertical del flujo eddy de calor es mayor que la divergencia del flujo de ondas asociada a la convergencia meridional del flujo eddy de momento [*Edmon et al., 1980*]. Por consiguiente, el

forzamiento neto del flujo básico sobre la región de generación es hacia el oeste, aunque debilitado por el flujo eddy de momento, que extiende este forzamiento a un mayor rango de latitudes (Fig. II.10d). Como resultado, la circulación residual en promedio atenúa la pendiente isentrópica, aunque no tanto como cuando toda la ruptura de ondas se produce en la misma latitud que la fuente. Sin embargo, no existen estudios previos que analicen la importancia relativa de los distintos forzamientos de la baroclinicidad en otras escalas de tiempo, especialmente en las escalas intraestacionales que dominan la variabilidad interna del índice zonal. Este es uno de los principales objetivos de la presente tesis doctoral.

Estudios recientes han obtenido evidencias de que el mecanismo propuesto por Robinson es viable. *Thompson and Birner* [2012] utilizando regresiones a distintos desfases a partir de datos diarios muestran que:

- Las variaciones en la pendiente isentrópica preceden en varios días a las variaciones en el flujo eddy de calor por los eddies sinópticos.
- Las variaciones del flujo de calor debidas a los eddies sinópticos y de baja frecuencia preceden en varios días a las variaciones en el flujo eddy de momento en el nivel de la tropopausa.

Más recientemente se ha argumentado que el transporte de calor por las ondas planetarias podría jugar también un papel importante forzando la baroclinicidad en el mecanismo de realimentación baroclínico [Zhang et al., 2012].

Estos resultados sugieren que cambios en la pendiente isentrópica conducen significativamente a cambios en el flujo eddy sinóptico de momento. Además, se mostrará en esta tesis que el flujo eddy de momento representa a su vez el principal forzamiento de la pendiente isentrópica (o baroclinicidad) en las escalas de tiempo relevantes para el índice zonal [Blanco-Fuentes and Zurita-Gotor, 2011].

Relevancia de ambos mecanismos.

Sigue siendo una cuestión abierta cuál de los dos mecanismos es más importante. En su análisis de las observaciones del hemisferio sur, *Lorenz and Hartmann* [2001] mostraron usando compuestos que la evolución del flujo de Eliassen-Palm (EP) es consistente con el mecanismo

baroclínico de realimentación. La relevancia de una fuerte corriente en chorro en capas altas como precursora de la ciclogénesis es bien conocida en la literatura sinóptica [Uccellini, 1988], y recientes evidencias observacionales sugieren que la ruptura de ondas de Rossby en niveles altos puede fomentar el desarrollo de tormentas extratropicales mediante el fortalecimiento del chorro [Hanley and Caballero, 2012; Gómara et al., 2014].

Sin embargo, como se comentó anteriormente, Barnes et al. [2010] y Barnes and Hartmann [2011] han mostrado que modelos barotrópicos forzados estocásticamente son capaces de producir una realimentación positiva y una persistencia realista del índice zonal incluso cuando la fuente de ondas está fija. Uno de los argumentos más convincentes de la relevancia del mecanismo barotrópico es que éste es capaz de explicar la dependencia latitudinal de la realimentación eddy: los sesgos en la persistencia del índice zonal de los modelos parecen estar relacionados con los sesgos en la posición climatológica de la corriente en chorro [Barnes and Hartmann, 2010b; Kidston and Gerber, 2010; Arakelian and Codron, 2012]. Esto podría también explicar la excesiva persistencia del índice zonal en los modelos climáticos [Gerber et al., 2008b], que producen en general un chorro demasiado desplazado hacia el ecuador. En contradicción con lo anterior, Simpson et al. [2013] han mostrado recientemente usando el modelo de atmósfera media canadiense (CMAM⁸) que este modelo sigue siendo demasiado persistente incluso cuando el sesgo en la latitud del chorro se corrige. Estos autores analizan simulaciones en las que se van corrigiendo sistemáticamente los principales sesgos conocidos que podrían afectar a la persistencia del modo SAM en el verano austral, fundamentalmente la posición del chorro y la evolución de la circulación estratosférica (la ruptura del vórtice polar en la primavera austral se produce demasiado tarde en el modelo). A pesar de que esto mejora los resultados, la variabilidad anular sigue siendo demasiado persistente en el modelo. Esto apunta a que otros factores podrían también jugar un papel importante en la alta persistencia de la variabilidad en los modos anulares de los modelos climáticos.

⁸ Acrónimo del término inglés: Canadian Middle Atmosphere Model.

Esta indefinición sobre la relevancia de los diversos mecanismos de realimentación propuestos constituye la principal motivación de la presente tesis. Nuestro objetivo ha sido analizar a partir de datos observacionales la viabilidad del mecanismo baroclínico de realimentación, estudiando en detalle las relaciones existentes entre la variabilidad interna de la baroclinicidad y de la componente barotrópica del viento. Nuestro análisis se ha concentrado en el hemisferio sur, en el que las posibles relaciones internas se ven menos contaminadas por otros factores asociados a la asimetría longitudinal en las condiciones de contorno, aunque también se ha extendido el trabajo al hemisferio norte. Finalmente, se han realizado simulaciones largas con un modelo idealizado encaminadas a entender los factores que determinan la covariabilidad de baroclinicidad y viento barotrópico.

III. Objetivos.

Como expusimos en la motivación y explicamos en detalle en la revisión del estado actual del conocimiento, una de las principales incógnitas abiertas sobre el índice zonal es cuál es el mecanismo dinámico involucrado en su persistencia. El objetivo general perseguido con este trabajo es analizar la viabilidad del mecanismo baroclínico para el fenómeno de realimentación. Para ello, este objetivo general se desglosa en los siguientes objetivos específicos que configuran el contenido de esta Memoria:

- Relación existente entre la variabilidad de las componentes barotrópica y baroclínica del viento zonal.

Debido a que en el mecanismo propuesto por *Robinson* [2000] intervienen las anomalías del viento barotrópico y de la baroclinicidad, resulta pertinente analizar si la covariabilidad de estas anomalías en observaciones es consistente con el mecanismo propuesto.

- Análisis de los ciclos de vida de las anomalías de baroclinicidad.

Además se estudian los forzamientos que modulan la variabilidad de la baroclinicidad en distintas escalas de tiempo, analizando en detalle la contribución de cada uno de estos forzamientos a los ciclos de vida característicos de las anomalías baroclínicas.

- Análisis de los ciclos de vida de las anomalías regionales de baroclinicidad.

Se extiende el análisis anterior basado en la media zonal a una perspectiva regional, la cual es más relevante para el hemisferio norte debido a su mayor contraste tierra-mar y distribución asimétrica.

IV. Datos.

Para este trabajo de investigación se han utilizado datos procedentes del reanálisis considerándolos representaciones fidedignas del estado de la atmósfera.

Las observaciones están distribuidas de forma irregular, tanto en el espacio como en el tiempo. Se componen de distintos tipos de variables y sistemas de medición como datos de satélites, estaciones de tierra, radiosondas, boyas oceánicas, etc. Esto hace que la utilización de estos datos sea compleja para el estudio de la variabilidad climática como es nuestro caso.

El objetivo principal del reanálisis es obtener un conjunto de datos homogéneos con alta resolución temporal y espacial, utilizando siempre el mismo sistema de predicción/análisis de estados atmosféricos y la misma asimilación de datos de forma continuada. Básicamente el reanálisis en un tiempo dado " t " es el resultado de una predicción a corto plazo con un modelo operacional inicializado a partir de un estado previo dado en " $t-\Delta t$ " y modificado mediante la asimilación de las nuevas observaciones disponibles en una ventana temporal corta centrada en el tiempo " t " [Saha et al., 2010].

Con este método se pueden obtener series largas que permiten por ejemplo, evaluar si las anomalías actuales son significativas respecto a las climatológicas [Kalnay et al., 1996]. Por ello, los datos del reanálisis se han establecido como un recurso muy valioso para el estudio de procesos atmosféricos y oceánicos, y de su predictibilidad.

Un problema que pueden tener estos datos es que son vulnerables a posibles cambios en el sistema de observaciones, tal como ocurrió con la disponibilidad de datos de satélites a partir de 1979 [Simmons et al., 2006]. Es necesario tener esto en cuenta.

Los productos de reanálisis más importantes en la actualidad son los siguientes:

- Reanálisis americano del National Center for Environmental Prediction (NCEP) con los productos:

- Reanálisis I del NCEP/NCAR⁹
- Reanálisis II del NCEP/DOE¹⁰
- NCEP/NARR¹¹
- NCEP/CFSR¹²
- Reanálisis europeo del European Centre for Medium-Range Weather Forecast (ECMWF) con:
 - ERA-40
 - ERA-Interim
- Reanálisis japonés del Japan Meteorological Agency (JMA) con:
 - JRA-25 (1979-2004) y su continuación con JCDAS¹³

En este trabajo se ha utilizado datos del reanálisis americano tanto del Reanálisis I NCEP/NCAR como del Reanálisis II NCEP/DOE. Aunque recientemente se ha lanzado al público un reanálisis de nueva generación de NCEP [*Saha et al.*, 2010] no ha sido utilizado en este trabajo debido a que no están aún todas las variables necesarias.

A continuación se exponen las características básicas de los reanálisis utilizados.

1. Reanálisis I NCEP/NCAR.

El reanálisis I de NCEP/NCAR (en adelante R1) corresponde a lo que se llama reanálisis de primera generación, en el que el modelo de asimilación de datos es de tipo variacional 3D-Var y tiene una resolución horizontal de T62 en el espacio espectral. Esto es equivalente a una malla regular de unos 210Km de espaciado.

Las principales características son:

- La malla horizontal global tiene una resolución de 2,5x2,5°. Las latitudes van desde 90°N a 90°S y las longitudes de 0° a 357,5°E.
- Tiene 17 niveles verticales a presión constante de 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 y 10hPa.

⁹ Acrónimo del término inglés: *The National Center for Atmospheric Research*.

¹⁰ Acrónimo del término inglés: *Department of Energy*.

¹¹ Acrónimo del término inglés: *North American Regional Reanalysis*.

¹² Acrónimo del término inglés: *Climate Forecast System Reanalysis*.

¹³ Acrónimo del término inglés: *JMA Climate Data Assimilation System*.

La base de datos cubre el periodo desde enero de 1948 hasta el presente, con una resolución temporal de 6 horas (datos a las 00, 06, 12 y 18h UTC).

Se puede encontrar más información detallada de este reanálisis en el trabajo de *Kalnay et al.* [1996], así como en la página web:

<http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html>

2. Reanálisis NCEP/DOE AMIP II¹⁴.

El reanálisis NCEP/DOE AMIP-II (en adelante R2) es una actualización de R1 desde 1979 hasta la actualidad. Como está basado en el R1, tiene las mismas características anteriormente descritas pero soluciona algunos errores encontrados como PAOBS¹⁵, cobertura de nieve, albedo y nubosidad entre otros. Además actualiza las parametrizaciones utilizadas de los distintos procesos físicos.

El problema que podría afectar en mayor medida a los resultados presentados en esta tesis es el llamado PAOBS, que fue causado por un error con la localización de algunos datos en las latitudes medias del Hemisferio Sur, desplazados 180°, que el sistema de control de calidad de R1 no fue capaz de solucionar [*Kanamitsu et al.*, 2002]. El impacto de estos errores no es significativo en promedios mensuales [*Kistler et al.*, 2001] pero si en algunos análisis diarios.

Todos los resultados mostrados en este trabajo se basan en datos diarios del R2 desde 1979 hasta 2012. Se ha utilizado el R2 para minimizar los posibles errores asociados a PAOBS, aunque un análisis anterior con el R1 produjo resultados similares a los presentados. Aunque el R2 es superior al R1, no se puede considerar realmente como un reanálisis de nueva generación ya que no tiene una gran resolución horizontal o vertical, y necesita incorporar la asimilación directa de radiaciones, lluvia, etc. Aun así, es una base de datos suficiente para este trabajo ya que no se requiere una gran precisión espacial.

¹⁴ Acrónimo del término inglés: *Atmospheric Model Intercomparison Project*.

¹⁵ Acrónimo del término inglés: *Paid Observations*.

Se puede encontrar información detallada de este reanálisis en el trabajo de *Kanamitsu et al.* [2002], así como en la página web:

<http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis2.html>

V. Metodología.

En este capítulo se describen los principales métodos utilizados para el cálculo de los resultados obtenidos en esta tesis. Empezaremos explicando las transformaciones realizadas a los datos. También explicaremos la técnica de EOF utilizada para calcular los modos de variabilidad más importantes, así como otras herramientas estadísticas y filtros.

1. Descomposición entre media zonal y eddy.

Como se ha mostrado en el capítulo II, la componente zonal del flujo atmosférico domina la circulación media. Sin embargo, los campos atmosféricos instantáneos exhiben grandes desviaciones respecto de la media zonal, y estas desviaciones juegan un papel muy importante en la evolución y mantenimiento de la circulación media. Por este motivo, resulta útil descomponer los distintos campos en su media zonal y las desviaciones/perturbaciones respecto a dicha media, (componente eddy). La media zonal de una variable cualquiera A se representa en esta memoria entre corchetes y se define como:

$$[A(\phi, z, t)] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(\lambda, \phi, z, t) d\lambda$$

donde λ , ϕ , z y t representan respectivamente la longitud, latitud, altura y tiempo. El término eddy se representa mediante una tilde:

$$A' = A - [A]$$

por tanto, $[A'] = 0$, es decir, la media de las perturbaciones es cero por definición. En cambio, la media zonal del producto de dos variables eddy, o covarianza eddy, no se anula, y juega un papel muy importante en nuestro desarrollo. En las secciones correspondientes se mostrarán las ecuaciones utilizadas en nuestro estudio y las transformaciones realizadas usando esta descomposición.

2. Tratamiento de datos.

Desestacionalización de los datos.

Dado que nuestro objetivo es analizar la variabilidad interna de la atmósfera, es necesario eliminar con anterioridad la variabilidad forzada de carácter anual y/o estacional. Se han desestacionalizado los datos sustrayendo a cada serie temporal su ciclo estacional medio, que está compuesto por la media anual más los cuatro primeros armónicos de la transformada de Fourier de la climatología diaria, calculada sobre los 33 años de datos. Es importante notar que cuando una covarianza eddy aparece en un balance determinado (por ejemplo, el flujo eddy de momento) se sustrae en general el ciclo estacional medio del producto, y no el de cada uno de sus componentes. Independientemente de ello, es posible estudiar la contribución de las distintas escalas espaciales y/o temporales a las covarianzas eddy, descomponiendo cada término por separado antes de calcular el producto como se explica en detalle en su sección correspondiente. Cuando el análisis se refiere a estaciones concretas, se resta el ciclo estacional medio de la serie completa antes de seleccionar los días correspondientes a dicha estación.

Filtrado de datos.

Parte de nuestro análisis requiere dividir el campo de anomalías en componentes de alta y baja frecuencia, o filtrar las series. El propósito general del filtrado de series temporales es extraer la parte de la serie que varía en un rango de frecuencias determinado. Esto se consigue componiendo la secuencia de datos usando unos pesos o coeficientes del filtro, para producir una nueva serie. Cuando el proceso de filtrado introduce discontinuidades en la transformada de Fourier la serie filtrada exhibe una oscilación no deseada, conocida como fenómeno de Gibbs, que es importante minimizar.

Los filtros utilizados en esta tesis son dos principalmente: Lanczos y medias móviles. A continuación se muestran las características principales de cada uno de estos filtros y se justifica por qué se ha utilizado cada uno de ellos.

El filtro Lanczos es un método de Fourier de filtrado digital. Su principal característica es el uso de “factores sigma” lo que reduce significativamente la amplitud de las oscilaciones de Gibbs [Duchon, 1979]. Este es el motivo por el que se utiliza el filtro Lanczos además de por su simplicidad de cálculo y por su adecuada respuesta.

En el espacio de frecuencias f , tras realizar la transformada de Fourier, tenemos que la función de densidad de amplitud de salida $Y(f)$ es el producto entre la función de entrada $X(f)$ y una función respuesta $R(f)$ [Jenkins and Watts, 1968].

$$Y(f) = R(f) \cdot X(f) \quad \text{V.1.}$$

donde la función respuesta se puede expresar en función de los pesos ω_k de la siguiente forma:

$$\bar{R}_n(f) = \bar{\omega}_0 + 2 \sum_{k=1}^n \bar{\omega}_k \cos(2\pi f k \Delta) \quad \text{V.2.}$$

$$\bar{\omega}_k = \frac{\sin(2\pi f_c k)}{\pi k} \cdot \frac{\sin(\pi k/n)}{\pi k/n} \quad k = -n, \dots, 0, \dots, n$$

siendo f_c la frecuencia de corte y $2n+1$ el número de pesos utilizados. El término $\sin X/X$ es el llamado “factor sigma”, y reduce las oscilaciones de Gibbs acercándose más a la función de respuesta ideal (Fig. V.1).

En los análisis realizados en esta tesis se ha aplicado un filtro de Lanczos de 31 pesos a datos diarios.

Al analizar estaciones concretas, se ha aplicado el filtro de Lanczos a la serie completa antes de extraer los días correspondientes a la estación deseada.

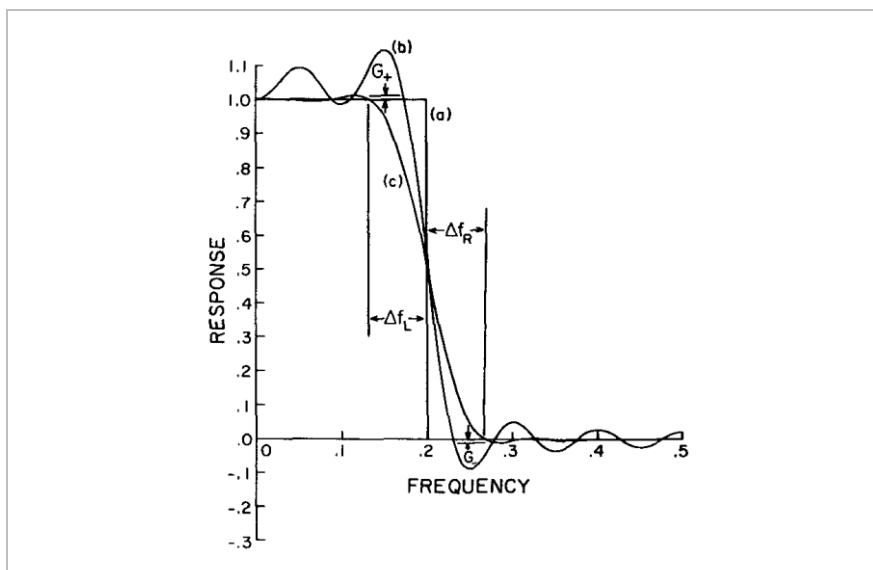


Fig. V.1. La curva (a) es una función repuesta ideal paso-bajo, la curva (b) es la respuesta usando 21 pesos y la curva (c) es el resultado del filtrado de Lanczos donde se ha multiplicado por el “factor sigma”.

En ocasiones, el uso de filtros puede dar lugar a resultados espurios por ejemplo, debido al fenómeno de Gibbs. Para establecer la robustez de los resultados obtenidos con datos filtrados usando el filtro de Lanczos, se ha utilizado también un filtro de medias móviles. Este filtro es muy sencillo y fácil de interpretar, aunque no es tan preciso como el anterior. Cada dato filtrado se calcula promediando los “n” valores colindantes a este. Dependiendo de la elección de n, podremos observar distintos fenómenos teniendo en cuenta que este filtro siempre extrae la componente de baja frecuencia. Con un n bajo se retienen fluctuaciones de alta frecuencia, mientras que cuanto más alto sea n, se obtiene una serie más suavizada.

Ventana de Hanning.

La ventana de Hanning, llamada así por el meteorólogo austriaco Julius von Hann, es una función discreta dada por:

$$w(n) = 0,5 \left(1 - \cos \left(2\pi \frac{n}{N} \right) \right), 0 \leq n \leq N \quad \text{V.3.}$$

donde la longitud de la ventana es $L=N+1$.

Se utiliza esta ventana en el procesamiento de datos para reducir las discontinuidades en los extremos al calcular la transformada de Fourier de una serie no periódica.

3. Funciones Ortogonales Empíricas.

En esta sección presentamos una técnica llamada Análisis de Componentes Principales o como se denomina frecuentemente en geofísica, Función Ortogonal Empírica (EOF). Esta técnica de análisis multivariante será muy útil para estimar los patrones dominantes de variabilidad de algunas de nuestras series [Pearson, 1901].

Básicamente el análisis consiste en un método matricial donde se busca la proyección según la cual los datos queden mejor representados en términos de mínimos cuadrados. Asumimos que se dispone de las medidas de una misma variable en varios puntos espaciales para distintos tiempos o, lo que es lo mismo, tenemos para cada tiempo la distribución espacial de la variable. También asumiremos que la serie temporal en cada punto tiene media nula (o si no, se le sustrae). Este conjunto de datos se expresa de forma matricial usando la variable F .

Primero se calcula la matriz de covarianza $R = F^t \cdot F$ y después se resuelve el problema de valores principales que no es más que la diagonalización de la matriz R .

$$R \cdot C = C \cdot \Lambda$$

V.4.

donde Λ es la matriz diagonal que contiene los autovalores λ_i , los cuales dan una medida de la fracción de varianza explicada respecto al total. Esta está relacionada con la dimensión del campo ya que cuanto menor sea éste, mayor será el porcentaje de varianza en general debido al menor número de grados de libertad/modos de variabilidad.

Cada columna de la matriz C es el autovector c_i correspondiente a cada λ_i . Cada uno de estos autovectores son los EOFs que estamos buscando. De esta forma, los EOF's permiten aproximar de forma óptima la distribución de probabilidad de la variable usando un espacio de

dimensión reducida. El primer EOF es el autovector con mayor varianza explicada y así sucesivamente.

La evolución temporal de cada EOF se representa usando los coeficientes de expansión, o componentes principales (PC). Éstos son simplemente las proyecciones de cada EOF en la matriz de datos original.

$$a_i = F \cdot c_i \quad \text{V.5.}$$

Los EOF's representados en esta memoria de tesis no están normalizados como en un análisis de autovalores convencionales. Con objeto de ofrecer una estimación del valor real de las anomalías, y no solo su estructura, los modos se obtuvieron proyectando temporalmente la variable sobre la serie normalizada de componentes principales.

También debe tenerse en cuenta que el análisis de componentes principales es sólo una herramienta matemática que no asegura que los EOFs tengan relevancia física. Aparte de ello, los modos obtenidos sólo son significativos si están suficientemente separados. Existen muchas reglas para estimar la significación de los modos, pero en esta memoria se ha utilizado el criterio de *North et al.* [1982], que da una buena aproximación al error típico.

El error típico de cada autovalor es obtenido por la fórmula de Lawley:

$$\Delta\lambda_i \sim \sqrt{\frac{2}{n}}\lambda_i \quad \text{V.6.}$$

donde n es el número de muestras independientes. Combinando este resultado con el error de los EOFs se obtiene:

$$\Delta\hat{c}_i \approx \frac{a \cdot \Delta\lambda_i}{\lambda_j - \lambda_i} \vec{e}_j \quad \text{V.7.}$$

Si el error de muestreo de un autovalor concreto $\Delta\lambda_i$ es comparable o mayor que el espacio entre él y el siguiente $\lambda_j - \lambda_i$, el error en el EOF asociado a dicho autovalor será comparable con el tamaño de su vecino [North et al., 1982]. La interpretación es que si un grupo de

autovalores están lo suficientemente cerca forman un espacio degenerado efectivo y la muestra de autovectores es sólo una mezcla de los autovectores reales.

4. Análisis de series temporales.

Para estudiar las características y relaciones entre las series temporales se van a utilizar distintas técnicas de análisis como la función de autocorrelación, la función de covarianza cruzada o el análisis espectral. En este capítulo introduciremos todos los métodos utilizados en esta Memoria de Tesis Doctoral.

Funciones de autocorrelación y autocovarianza.

Como hemos visto en el estado actual del conocimiento, la persistencia del índice zonal es mayor que la de sus forzamientos. Para mostrarlo, se compararon las funciones de autocorrelación del índice zonal y del flujo eddy de momento. Durante el desarrollo de esta tesis se usará este diagnóstico con asiduidad. En este apartado se explica en más detalle el cálculo de la autocovarianza y de la autocorrelación.

La función de autocorrelación puede ser interpretada como un indicativo de la persistencia de la predicción de $\mathbf{X}_{t+\tau}$ que es predicha un tiempo τ más tarde a partir de \mathbf{X}_t . En este contexto la autocorrelación es la correlación entre la predicción hecha a tiempo t y la verificación realizada que se obtiene un tiempo τ después. La proporción de varianza explicada por la predicción de la persistencia es $\rho^2(\tau)$. La función de autocorrelación de un proceso con larga memoria decae a cero más lentamente que un proceso con corta memoria.

Dado un proceso estacionario X_t con media μ , la autocovarianza se define como:

$$\gamma(\tau) = \sum_t (X_t - \mu) \cdot (X_{t+\tau} - \mu)^* \quad \text{v.8.}$$

y la autocorrelación es la autocovarianza dividida por la desviación estándar al cuadrado:

$$\rho(\tau) = \frac{\gamma(\tau)}{\gamma(0)} \quad \text{V.9.}$$

Como se puede ver la autocovarianza está expresada en unidades del proceso al cuadrado mientras que la autocorrelación es adimensional.

Algunas de las propiedades de la autocorrelación son:

- Es simétrica respecto del origen de tiempo $\rho(\tau) = \rho(-\tau)$.
- Los valores están en el intervalo $[-1,1]$.
- Si el proceso estacionario fuese un ruido blanco, la autocorrelación sería una delta de Dirac, es decir, no habría relación entre los valores que adopta la variable en tiempos distintos, por cerca que estén.

Al calcular la autocorrelación para una estación determinada se tendrán en cuenta también los días anteriores y posteriores a cada estación. En este caso la autocorrelación deja de ser simétrica porque la serie no es continua. Además, la mejor estimación de la autocorrelación se obtiene al sustraer la media de todos los datos y la tendencia lineal [Trenberth, 1984] y, por tanto, desestacionalizamos dichas series como hemos indicado anteriormente.

Función de covarianza cruzada.

También hemos visto en el estado actual del conocimiento como utilizando la correlación cruzada entre el índice zonal y el forzamiento del flujo eddy de momento se encuentran correlaciones positivas que son importantes para la realimentación positiva del índice zonal. En este apartado vamos a ver en más detalle el cálculo tanto de la covarianza como de la correlación cruzada.

Dada un par de procesos estocásticos $(\mathbf{X}_t, \mathbf{Y}_t)$ que están relacionados, la función de covarianza cruzada γ_{xy} se define como:

$$\gamma_{xy}(\tau) = \sum_t \left((X_t - \mu_x)(Y_{t+\tau} - \mu_y)^* \right) \quad \text{V.10.}$$

donde μ_x es la media de \mathbf{X}_t y μ_y es la media de \mathbf{Y}_t . Cuando $\mathbf{X}_t = \mathbf{Y}_t$ la función de covarianza cruzada es simplemente a la función de autocovarianza.

La función de correlación cruzada ρ_{xy} es la función normalizada de la covarianza cruzada:

$$\rho_{xy}(\tau) = \frac{\gamma_{xy}(\tau)}{\sigma_x \sigma_y} \quad \text{V.11.}$$

donde σ_x y σ_y son las desviaciones estándar de los procesos X_t e Y_t respectivamente.

Espectros de potencia.

El espectro de potencia es una característica de las series temporales, que cuantifica la intensidad de las distintas frecuencias de las que se compone la serie. Este análisis espectral se calcula realizando la transformada de Fourier de la serie dada descomponiéndose espectralmente como:

$$s(t) = \int_{\mathbb{R}} A(v) e^{-2\pi i v t} dv \quad \text{V.12.}$$

Lo que se suele representar gráficamente es el módulo de la amplitud $A(v)$ llamándose “espectro de potencia” o densidad espectral de potencia (SP^{16}).

$$P_v \propto |A(v)|^2 \quad \text{V.13.}$$

En la práctica, en vez de calcular el espectro aplicando la definición anterior a toda la serie temporal, se calculan y promedian los espectros independientes para un número n de subdivisiones de dicha serie. Ello se hace porque al calcular la transformada de Fourier de toda la serie sólo se tiene una realización para cada frecuencia, que normalmente tendrá una importante componente aleatoria y la estimación solo tendrá dos grados de libertad. Para reducir el ruido o aumentar los grados de libertad es conveniente promediar realizaciones independientes del espectro, calculadas para distintas subdivisiones de la serie original (alternativamente, pueden promediarse los valores espectrales en frecuencias próximas). La elección del número de divisiones n refleja un

¹⁶ Acrónimo del término inglés: Power Spectral density.

compromiso entre ruido y resolución, dado que cuando n es grande no es posible resolver bien la baja frecuencia (las series son cortas). Para los análisis espectrales realizados en esta tesis se han promediado 98 realizaciones, obtenidas dividiendo la serie completa de 12045 días en segmentos de 256 días con un solapamiento de 128 días entre ellos, usando una ventana de Hanning para suavizar los extremos.

Algunas propiedades interesantes del espectro son:

- El espectro de una serie con valores reales es simétrico $P(-\nu) = P(\nu)$. Por eso solo se muestran las frecuencias positivas.
- El espectro es continuo y diferenciable en el intervalo $[-1/2, 1/2]$ y por lo tanto:

$$\frac{d}{d\nu} P(\nu)|_{\nu=0} = 0 \quad \text{V.14.}$$

- La autocovarianza puede ser reconstruida con el espectro utilizando la función inversa de Fourier:

$$\gamma(\tau) = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} P(\nu) e^{2\pi i \nu \tau} d\nu \quad \text{V.15.}$$

El espectro de un proceso de ruido blanco no tiene ninguna frecuencia predominante con lo que todo el espectro tiene la misma amplitud.

Análisis espectral cruzado.

El análisis espectral cruzado entre dos series temporales nos muestra la relación (en amplitud y fase) entre ambas series en función de la frecuencia. El propósito es encontrar cómo la variabilidad de dichas series están interrelacionada en el dominio espectral, es decir, determinar las frecuencias (o escalas de tiempo) en la cual la variabilidad está relacionada y las características de esa covariación.

El espectro cruzado se define mediante la siguiente relación en el dominio espectral:

$$P_{xy}(v) = X(v) \cdot Y^*(v) \quad \text{V.16.}$$

siendo $X(v)$ e $Y(v)$ las transformadas de Fourier de las dos series temporales $x(t)$ e $y(t)$ y representando el asterisco un complejo conjugado. Con mayor motivo que antes, una única realización del espectro cruzado está dominada por el ruido y ofrece poca información. Sólo cuando se promedia un número suficiente de realizaciones del espectro cruzado es posible observar una relación robusta entre la variabilidad de X y de Y en función de la frecuencia.

Así mismo, es importante notar que el espectro cruzado es en general complejo y hermítico: $P_{xy}(v) = P_{yx}^*(-v)$. La parte real (también llamada coespectro) mide la covariabilidad en fase de las variables, y la parte imaginaria la covariabilidad fuera de fase (dos series temporales pueden covariar fuera de fase, de forma que su correlación se anula para desfase cero, pero es grande para otros desfases). Finalmente, puede mostrarse que el espectro cruzado es la transformada de Fourier de la covarianza cruzada.

Coherencia espectral cuadrática.

También se realiza un análisis de la función de coherencia espectral cuadrática que es una medida de la consistencia entre dos series temporales. Además se utiliza para estimar la causalidad entre la entrada y la salida.

La coherencia entre dos señales $x(t)$ e $y(t)$ es un valor real que está definido como:

$$C_{xy}(v) = \frac{|P_{xy}(v)|^2}{P_{xx}(v)P_{yy}(v)} \quad \text{V.17.}$$

donde $P_{xx}(v)$, $P_{yy}(v)$ son las densidades espectrales y $P_{xy}(v)$ es el espectro cruzado. Del mismo modo que el espectro cruzado proporciona una medida de la covarianza entre dos señales en función de la frecuencia, la coherencia es una medida de su correlación. Los valores de la coherencia siempre están en el intervalo $[0,1]$ y sólo cuando la coherencia es suficientemente alta resulta significativo el espectro cruzado y tiene

sentido examinar la relación de fase. Para determinar la significación del espectro cruzado se emplean test estadísticos basados en el valor de la coherencia espectral cuadrática [*Amos and Koopmans, 1963*].

VI. Relación entre el viento barotrópico y la baroclinicidad en el hemisferio Sur.

En este capítulo estudiaremos la relación existente entre la variabilidad intraestacional de las componentes barotrópica y baroclínica del viento zonal con objeto de evaluar la consistencia de esta variabilidad con el mecanismo de realimentación baroclínica propuesto por *Robinson* [2000]. Dada la motivación teórica de esta tesis, se ha realizado este análisis en el hemisferio sur, en el que esta relación debería ser más transparente debido a la mayor simetría zonal de las condiciones de contorno. La extensión de estos resultados al hemisferio norte se discute en el capítulo VIII.

Hemos visto en el estado actual del conocimiento como otros autores (por ejemplo *Lorenz and Hartmann* [2001; 2003]) han descrito la variabilidad barotrópica del chorro usando la integral vertical del viento zonal promediado zonalmente desde la superficie hasta 100hPa.

La baroclinicidad tiene diversas definiciones posibles. La que nosotros utilizaremos en la mayoría de nuestros análisis es la derivada latitudinal de la temperatura potencial θ , promediada zonalmente.

Un parámetro relacionado con la baroclinicidad es la cizalladura vertical del viento, definida como la derivada en altura del viento zonal promediado zonalmente. De acuerdo con la relación de viento térmico (Ec.VI.1), ambos parámetros son proporcionales cuando la atmósfera se encuentra próxima al balance geostrófico.

$$\frac{\partial[U]}{\partial p} = \frac{1}{f\rho\theta a} \frac{\partial[\theta]}{\partial \phi} \quad \text{VI.1.}$$

donde f es el parámetro de Coriolis, ρ la densidad y a el radio de la Tierra. Aunque no se diga explícitamente, en todos los diagnósticos que impliquen a la cizalladura en lo sucesivo ésta ha sido escalada con el valor local del parámetro de Coriolis, de forma que cizalladura y baroclinicidad sean proporcionales cuando se satisface la relación de viento térmico.

En este capítulo describiremos en primer lugar los principales modos de variabilidad de cada una de estas variables en el hemisferio Sur. Después analizaremos las características más importantes de estos modos y las posibles relaciones que existen entre ellos.

1. Climatología y modos de variabilidad de la baroclinicidad.

Ya hemos visto en el estado actual del conocimiento que el viento zonal promediado zonalmente para el HS tiene como primer modo de variabilidad un desplazamiento del chorro extratropical. En esta sección, se realizará un análisis similar para la baroclinicidad con objeto de ver si existe alguna relación entre la variabilidad de ambos campos.

Podemos observar que la climatología de la baroclinicidad (Fig. VI.1) tiene una estructura vertical más compleja que la del viento zonal (Fig. II.4). Aunque por encima de 800hPa el máximo de la baroclinicidad está situado en la misma latitud que el máximo del chorro extratropical, en niveles más bajos se inclina hacia latitudes menores debido probablemente a la influencia de la temperatura de la superficie del mar. Además en los niveles altos (200hPa) se observa un cambio de signo al nivel de la tropopausa.

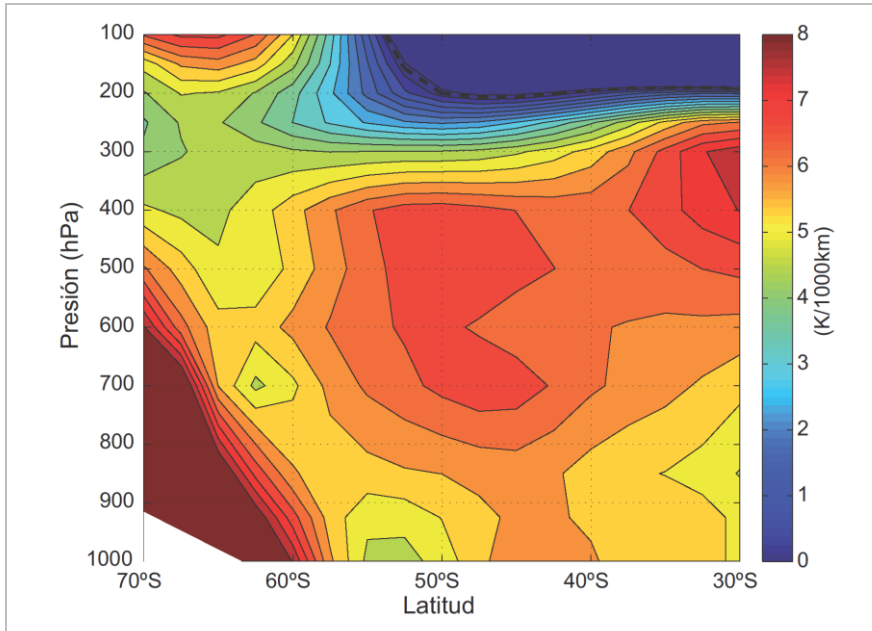


Fig. VI.1. Climatología de la baroclinicidad ($K/1000km$) en los extratropicos del HS, mostrada en un gráfico latitud-presión.

Si analizamos los dos primeros modos de variabilidad de la baroclinicidad en el plano latitud-presión usando datos diarios desestacionalizados (Fig. VI.2), podemos observar resultados parecidos a los obtenidos para el viento zonal obtenidos por *Lorenz and Hartmann* [2001]. El primer modo de variabilidad de la baroclinicidad tiene una profunda estructura dipolar, representando también un desplazamiento meridional de la baroclinicidad alrededor de su eje en la troposfera libre (máximo en la climatología). Las anomalías cambian de signo en torno a 300hPa, coincidiendo con el cambio de signo de la baroclinicidad climatológica. Según avanzamos hacia las capas más bajas, la amplitud del modo disminuye, hasta que en la superficie casi se desvanece. La disminución de la amplitud del modo cerca de la superficie probablemente refleje el impacto de los flujos sensibles de calor en la capa límite. Estos flujos relajan la temperatura de la baja atmósfera hacia la temperatura de la superficie del mar [*Nakamura et al.*, 2004] en escalas de tiempo muy cortas [*Swanson and Pierrehumbert*, 1997], constriñendo de esta forma la variabilidad de la temperatura en capas bajas. Ello es consistente con la estructura de la desviación estándar de la baroclinicidad (Fig. VI.3), que muestra variabilidad reducida cerca de la superficie.

El segundo modo de variabilidad puede interpretarse como una pulsación (es decir, un fortalecimiento o debilitamiento, dependiendo de la fase) de la baroclinicidad climatológica. Podemos observar de nuevo un cambio de signo en 300hPa y amplitudes muy pequeñas en la baja troposfera, consistente con la reducida variabilidad del campo de temperaturas en la capa límite. La varianza explicada para el primer modo es de 19,8% mientras que para el segundo es de 14,0%. Aunque entre los dos no explican mucha varianza respecto del total, el resto de modos está bastante separado de estos.

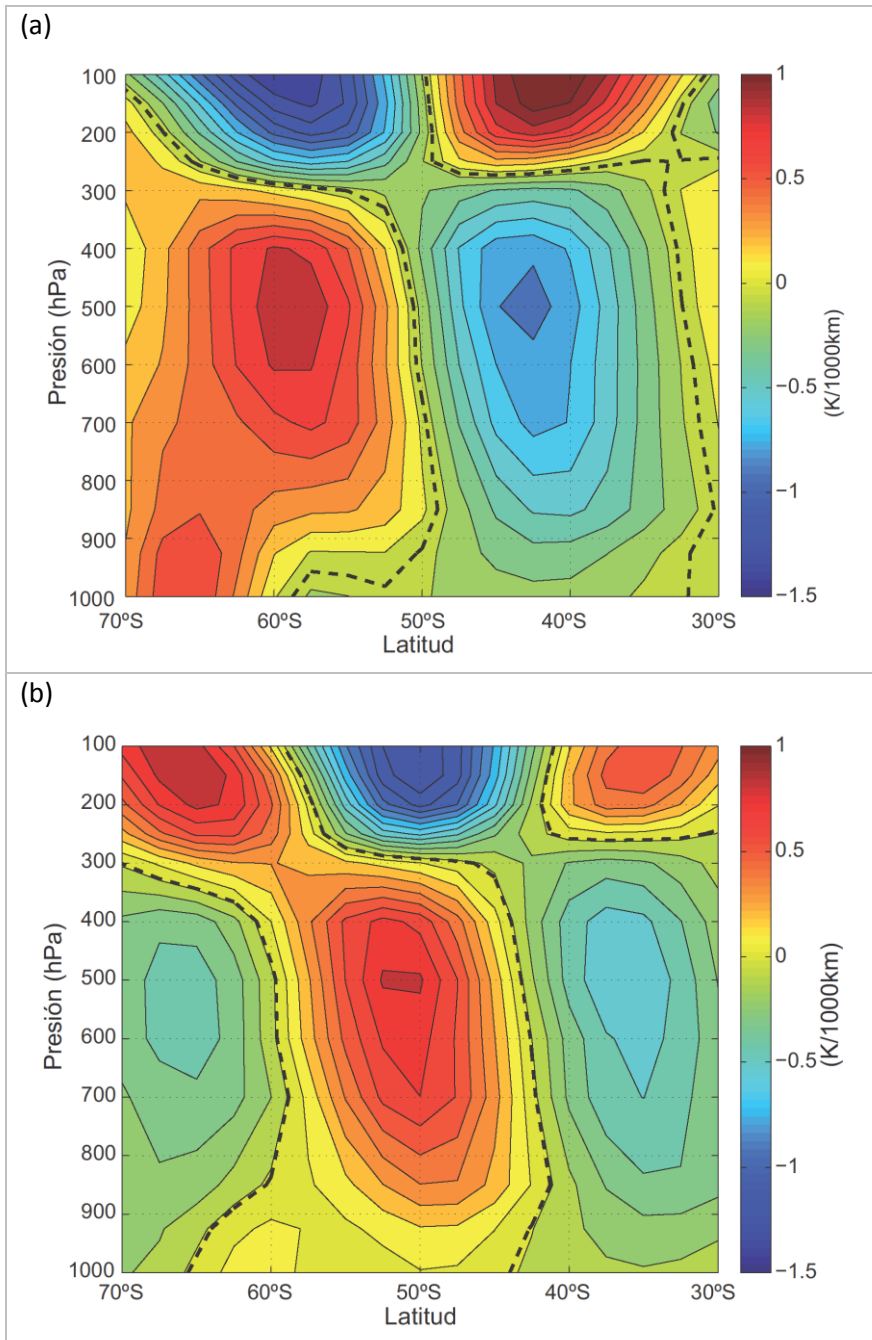


Fig. VI.2. (a) Primer y (b) segundo modo de variabilidad de la baroclinicidad (K/1000km) del HS en un gráfico latitud-presión.

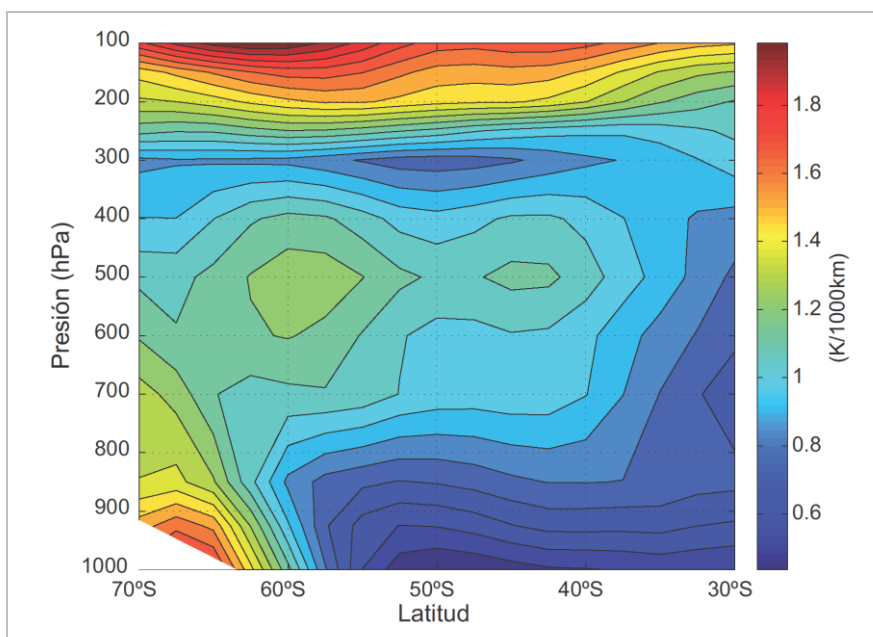


Fig. VI.3. Desviación estándar de la baroclinicidad ($K/1000km$) en los extratropicos del HS, mostrada en un gráfico latitud-presión.

2. Modos de variabilidad en un nivel de referencia.

Para estudiar la relación que existe entre la variabilidad de las distintas componentes del viento zonal y poder construir ciclos de vida (siguiente capítulo) resulta conveniente escoger un nivel de referencia. De acuerdo con la teoría de inestabilidad baroclínica [Charney, 1947] y la estructura observada de la generación eddy [Edmon et al., 1980], el nivel más relevante de baroclinicidad se encontraría cerca de la superficie. Sin embargo, como hemos visto, la variabilidad de la baroclinicidad se ve muy debilitada cerca de la superficie, y además podría verse afectada por la estacionalidad de la capa de hielo. Por este motivo hemos escogido como nivel de referencia el nivel de 600hPa, aunque los resultados son cualitativamente similares (no mostrados) en todos los niveles de la atmósfera libre. En esta sección calcularemos los primeros modos de variabilidad de la componente barotrópica del viento, y de la baroclinicidad y de la cizalladura vertical en este nivel de referencia, y haremos una comparativa entre ellos.

En el estado actual del conocimiento vimos que el primer modo de variabilidad de la componente barotrópica del viento, definida como la integral vertical del viento zonal promediado zonalmente, era un desplazamiento latitudinal. Sin embargo, un problema con esta definición del viento barotrópico es que no es independiente de la baroclinicidad (al cambiar la cizalladura vertical, también lo hace la integral vertical del viento). Por este motivo, para estudiar la covariabilidad de la baroclinicidad y de la componente barotrópica del viento y teniendo en cuenta la estructura vertical del viento (sin cambio de signo) definiremos esta última usando el viento zonal en superficie que, por simplicidad, consideraremos en 1000hPa. La Fig. VI.4 muestra la climatología de la componente barotrópica del viento así definida. Como podemos observar, ésta tiene una estructura muy zonal, con un máximo en torno a la latitud de 50° S coincidiendo con el chorro extratropical.

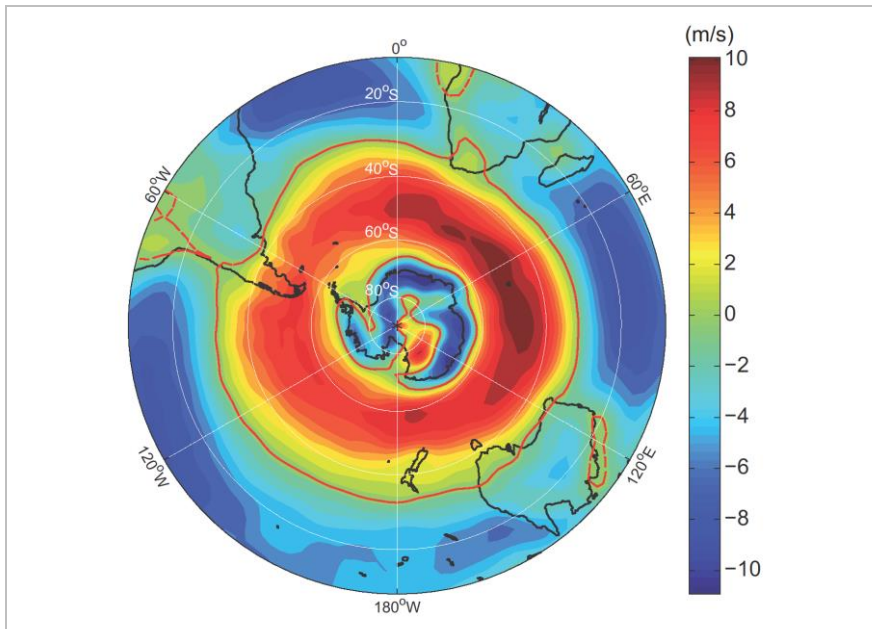


Fig. VI.4. Climatología del viento zonal (m/s) a 1000hPa en función de latitud y longitud para el HS.

La Fig. VI.5 muestra los dos primeros modos de variabilidad para la media zonal de este campo entre la latitud de 30°S y 70°S donde tiene influencia el chorro extratropical. Podemos ver que el primer modo (línea **ROJA**) representa un desplazamiento latitudinal del viento mientras que

el segundo modo (línea AZUL) se asocia a un fortalecimiento o debilitamiento de la climatología. La varianza explicada por ambos modos es 49,5% y 24,4% respectivamente. Estos son los mismos modos y con varianzas similares a los obtenidos para el viento zonal integrando verticalmente [Lorenz and Hartmann, 2001]. Además la correlación entre las primeras PCs es del 0,913, confirmando que ambas definiciones del viento barotrópico describen la misma variabilidad.

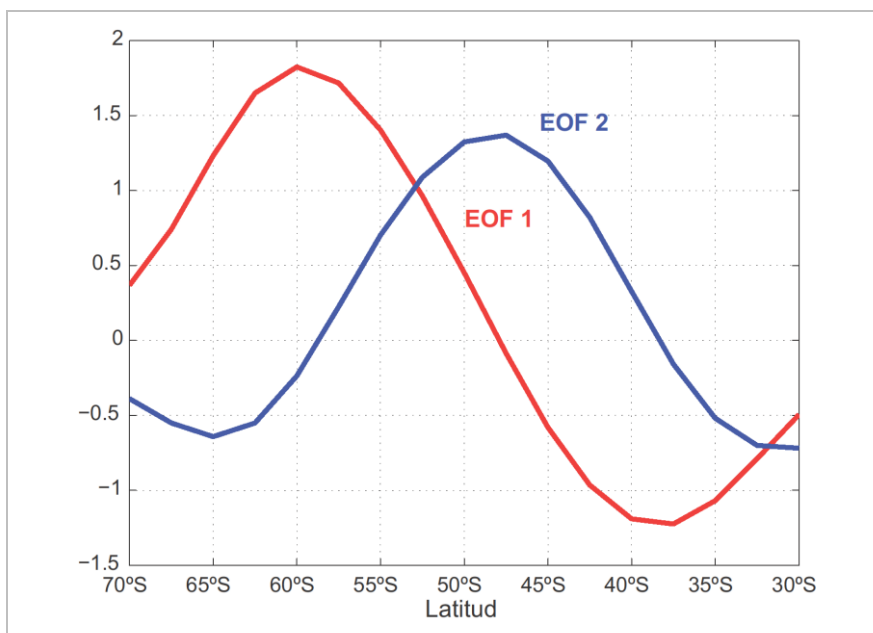


Fig. VI.5. Primer y segundo EOF de la componente barotrópica del viento zonal (m/s), definida como el viento zonal en superficie promediado zonalmente en el HS.

A continuación la Fig. VI.6 muestra la climatología de la baroclinicidad a 600 hPa en el hemisferio sur. Como en el caso anterior, se observa una gran simetría zonal, con valores máximos en el cinturón de latitudes de 50°S.

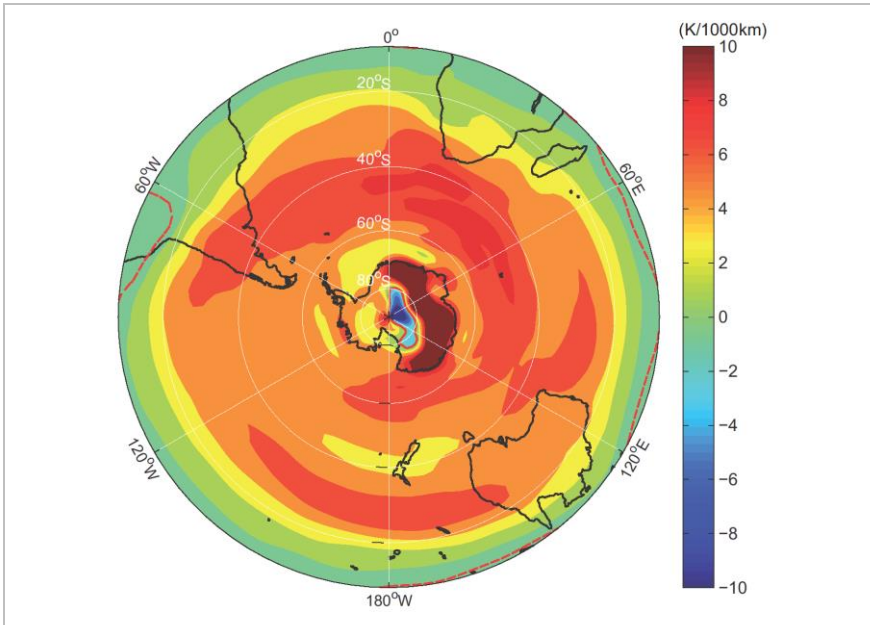


Fig. VI.6. Climatología de la baroclinicidad ($K/1000km$) a 600hPa en función de latitud y longitud para el HS.

Los modos de variabilidad en este nivel (Fig. VI.7) tienen una estructura muy parecida a los observados para la componente barotrópica: el primer modo (línea **ROJA**) representa un desplazamiento latitudinal de la baroclinicidad y el segundo (línea **AZUL**) un fortalecimiento o debilitamiento. Estos modos explican un 34,5% y 24,2% de la varianza total del campo, respectivamente. Aunque el porcentaje del primer modo es menor que para la componente barotrópica, los valores están bien separados según el criterio de *North et al.* [1982]. Además, la correlación entre la PC de la baroclinicidad en toda la troposfera y para este nivel de referencia es de 0,842 sugiriendo que ambos modos describen fundamentalmente la misma variabilidad.

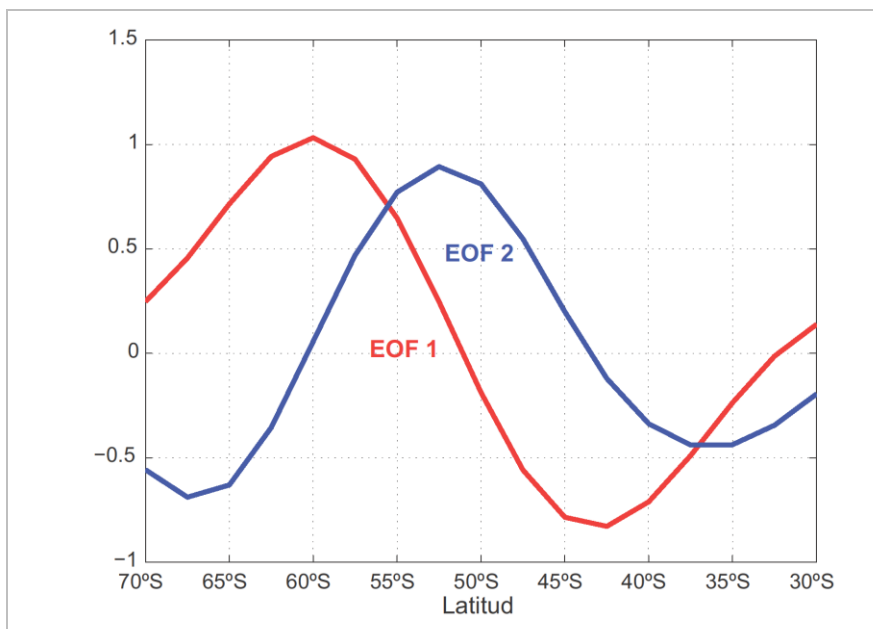


Fig. VI.7. Primer y segundo EOF de la baroclinicidad ($K/1000km$) a 600hPa en el HS.

Por último, se han calculado los dos primeros modos de variabilidad de la cizalladura vertical multiplicada por el parámetro de Coriolis a 600hPa (Fig. VI.8), obteniéndose las mismas estructuras que en los casos anteriores. Los porcentajes de varianza explicados en este caso son 33,6% (desplazamiento) y 24,1% (reforzamiento/debilitamiento). Hemos comprobado además que las componentes principales de la baroclinicidad y la cizalladura vertical están muy altamente correlacionadas (0,971), corroborando así la validez de la relación de viento térmico.

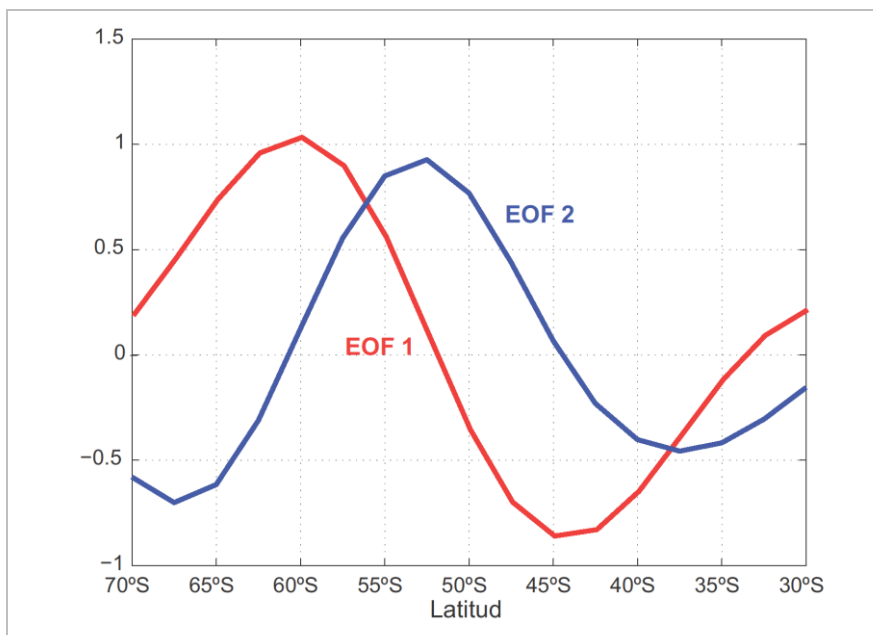


Fig. VI.8. Primer y segundo EOF de la cizalladura vertical a 600hPa en el HS (K/1000km).

3. Sensibilidad a la escala temporal.

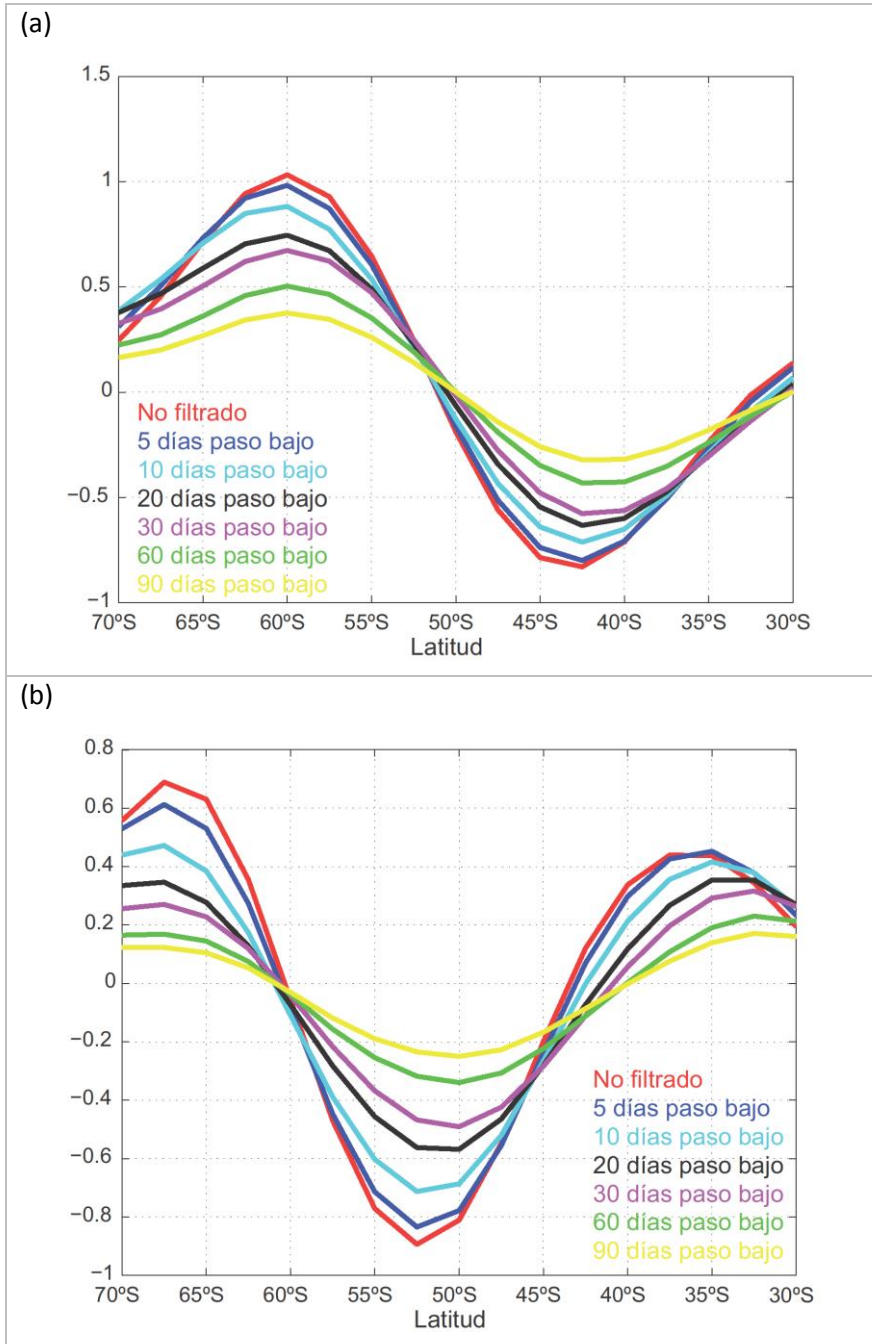
En la sección anterior hemos descrito los principales modos de variabilidad de la componente barotrópica del viento y de la baroclinicidad en el HS teniendo en cuenta todas las frecuencias. Con objeto de analizar si la estructura de dicha variabilidad depende de la escala de tiempo considerada, se ha repetido el análisis a 600hPa usando datos filtrados con un filtro Lanczos.

Al analizar la variabilidad de la baroclinicidad para frecuencias bajas (Fig. VI.9), se observa que la estructura de los dos primeros modos es muy robusta al cambiar la frecuencia de corte, y coincide con la obtenida anteriormente para los datos sin filtrar (línea **ROJA**). La amplitud de la variabilidad disminuye según vamos ampliando la frecuencia de corte. De nuevo, el primer modo de variabilidad representa un desplazamiento de la baroclinicidad, y el segundo un reforzamiento/debilitamiento.

Además la separación de los modos aumenta al disminuir la frecuencia de corte (Tabla VI.1), de forma que la estructura de desplazamiento es más dominante para periodos largos.

		EOF 1	EOF 2
No filtrado		34,5%	24,2%
Paso bajo	5 días	38,0%	24,9%
	10 días	42,5%	24,2%
	20 días	47,0%	23,0%
	30 días	50,1%	21,5%
	60 días	52,8%	20,1%
	90 días	53,1%	20,0%

Tabla VI.1 Porcentaje de varianza explicada por el primer y segundo EOF de la variabilidad de la baroclinicidad a 600hPa en el HS para datos filtrados paso bajo a diferentes frecuencias.

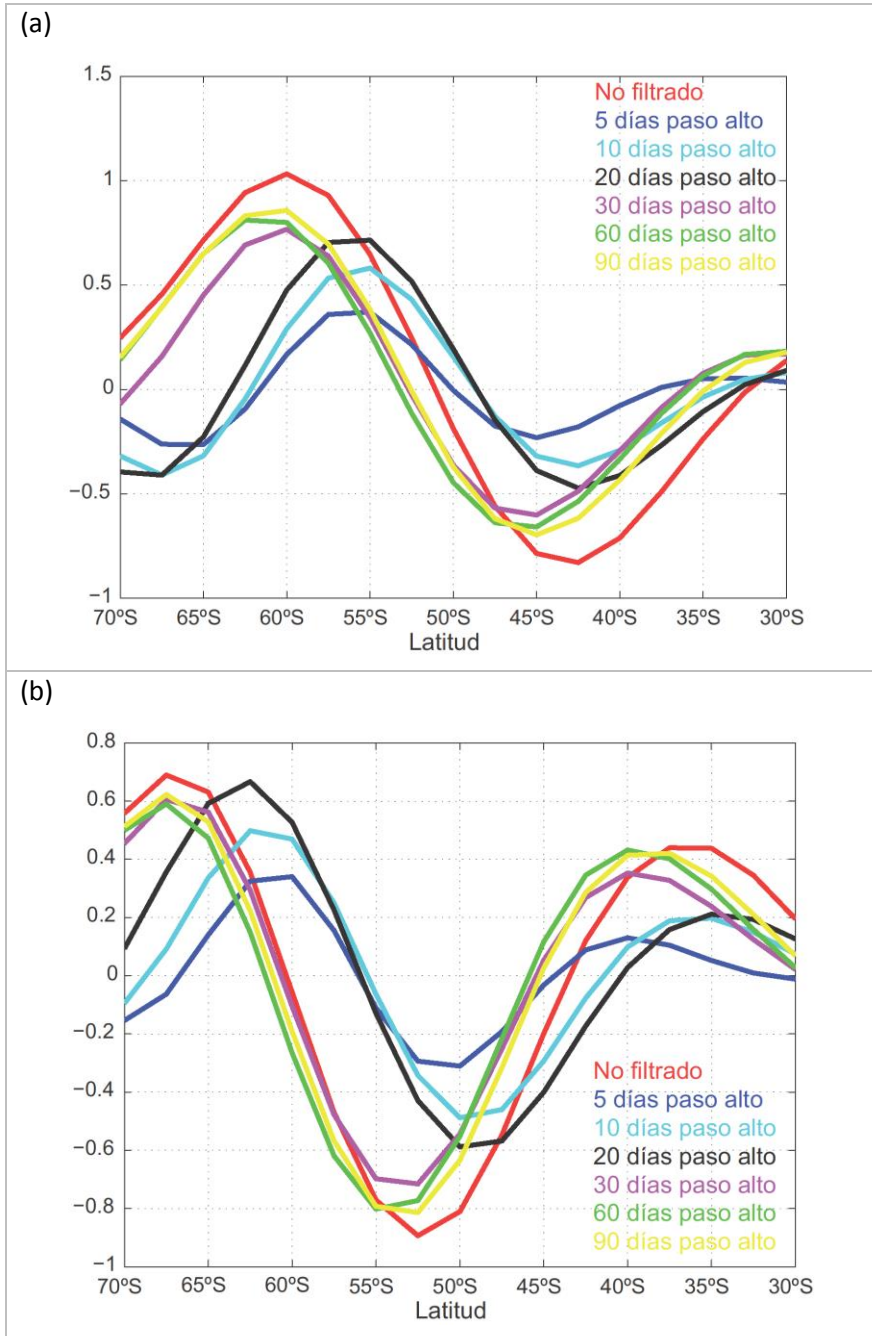


Algo distinto ocurre al considerar la variabilidad de la baroclinicidad en la alta frecuencia. La Fig. VI.10 muestra una mayor dependencia de la estructura del modo a la frecuencia de corte en este caso, especialmente para periodos de corte inferiores a 30 días. Aunque los modos siguen teniendo una estructura sinusoidal, su fase es sensible a la frecuencia de corte.

Además, ambos modos explican una varianza similar en la alta frecuencia (Tabla VI.2) y se encuentran por tanto pobremente separados. Este es el caso incluso cuando se consideran periodos de corte tan largos como 30 días. Por este motivo no podemos asegurar que los EOF 1 y 2, en este orden, sean los modos dominantes ya que una combinación lineal de dichos modos (correspondiente a una fase distinta de la estructura) explicaría también una varianza similar [North *et al.*, 1982].

		EOF 1	EOF 2
No filtrado		34,5%	24,2%
Paso alto	5 días	26,5%	23,5%
	10 días	27,8%	24,0%
	20 días	27,5%	25,9%
	30 días	27,4%	26,7%
	60 días	29,0%	26,2%
	90 días	30,0%	25,8%

Tabla VI.2 Porcentaje de varianza explicada por el primer y segundo EOF de la variabilidad de la baroclinicidad a 600hPa en el HS para datos filtrados paso alto a diferentes frecuencias.



Los resultados para el viento barotrópico son muy similares, excepto que en este caso los modos se encuentran mejor separados que para la baroclinicidad. Al considerar los datos de baja frecuencia la estructura de los dos primeros modos es casi indistinguible de la obtenida usando datos sin filtrar (no mostrado), y de nuevo la separación de los modos aumenta al disminuir la frecuencia y la variabilidad de tipo desplazamiento deviene más dominante (Tabla VI.3). En la alta frecuencia la estructura de los modos sigue siendo sensible a la frecuencia de corte (Fig. VI.11) aunque en este caso la estructura se aproxima a la obtenida con los datos sin filtrar para periodos de corte iguales a superiores 20 días. Ello coincide también con el rango de escalas temporales en el que los modos se encuentran bien separados (Tabla VI.4).

		EOF 1	EOF 2
No filtrado		49,5%	24,4%
Paso bajo	5 días	52,1%	24,6%
	10 días	55,5%	24,2%
	20 días	60,0%	23,0%
	30 días	62,3%	22,3%
	60 días	65,0%	20,1%
	90 días	65,4%	20,5%

Tabla VI.3 Porcentaje de varianza explicada por el primer y segundo EOF de la variabilidad del viento barotrópico en el HS para datos filtrados paso bajo a diferentes frecuencias.

		EOF 1	EOF 2
No filtrado		49,5%	24,4%
Paso alto	5 días	27,0%	25,3%
	10 días	30,6%	27,3%
	20 días	35,0%	27,6%
	30 días	37,2%	27,2%
	60 días	41,0%	27,2%
	90 días	43,0%	26,0%

Tabla VI.4 Porcentaje de varianza explicada por el primer y segundo EOF de la variabilidad del viento barotrópico en el HS para datos filtrados paso alto a diferentes frecuencias.

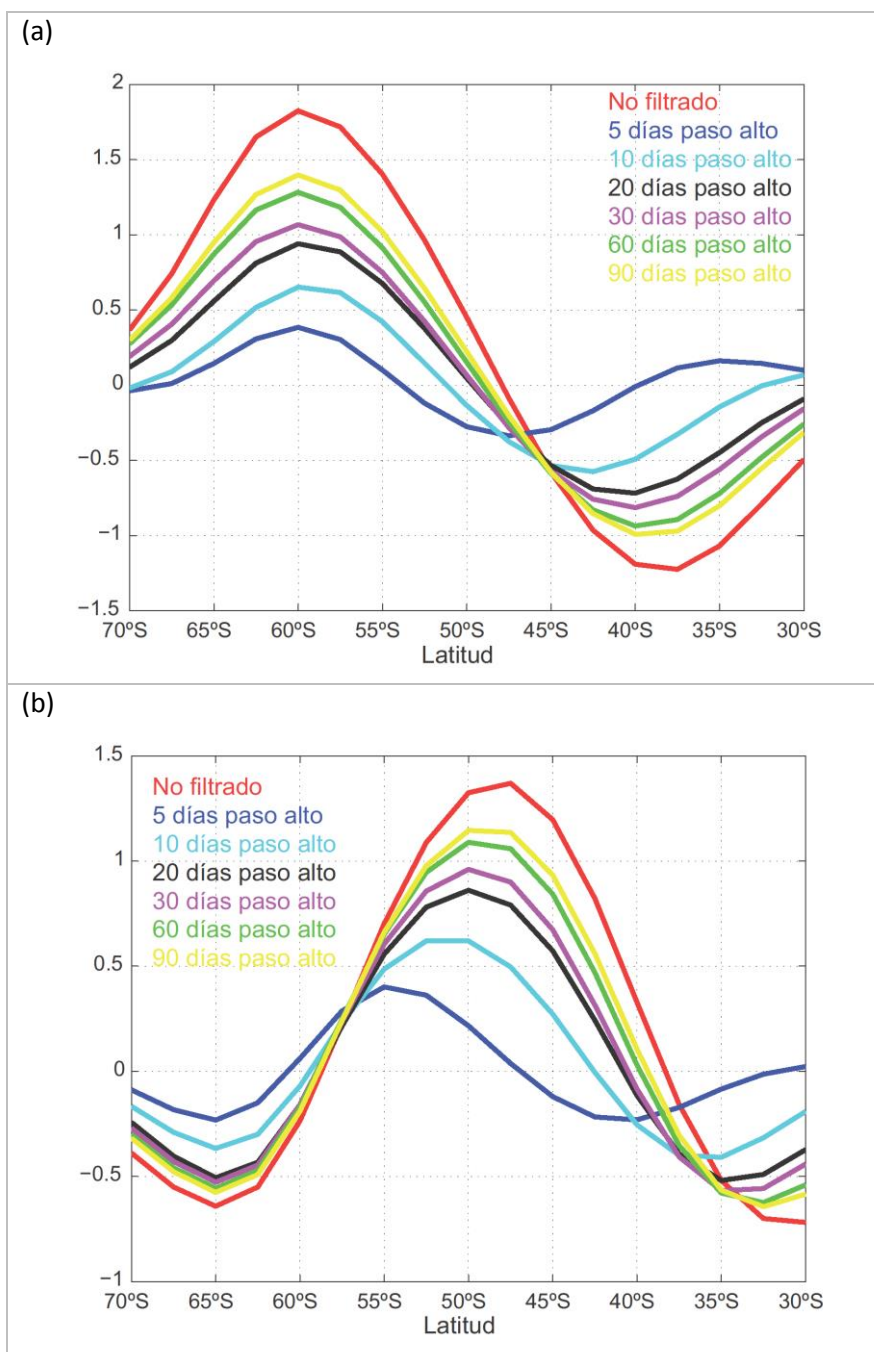


Fig. VI.11. (a) Primer y (b) segundo EOF del viento barotrópico (m/s) en el HS filtrando paso alto para distintas frecuencias.

Como cabría esperar debido a la relación de viento térmico, los resultados obtenidos para la cizalladura vertical son similares a los obtenidos para la baroclinicidad (no mostrado).

Estos resultados sugieren que la dominancia del patrón de tipo desplazamiento en los datos crudos se debe sobre todo a la variabilidad de baja frecuencia, mientras que en la alta frecuencia los dos modos de variabilidad se encuentran pobremente separados y podrían simplemente representar, de forma combinada, una variabilidad tipo onda. En la siguiente sección analizamos en más detalle las escalas temporales características de los modos de variabilidad.

4. Covariabilidad temporal.

En secciones anteriores hemos descrito los principales modos de variabilidad de las variables de interés para el HS. En esta sección estudiaremos la relación que existe entre ellos.

En la Fig. VI.12 se muestra la autocorrelación temporal de los dos primeros modos de variabilidad del viento barotrópico (línea **ROJA**), de la baroclinicidad (línea **AZUL**) y de la cizalladura vertical (línea **VERDE**), con objeto de comparar su persistencia. En el caso del primer modo (línea gruesa) podemos observar que todas las variables presentan una persistencia similar, aunque para desfases de entre 5 y 15 días las anomalías del viento barotrópico son algo más persistentes. En el caso del segundo modo (línea delgada), el viento barotrópico es más persistente que la baroclinicidad y la cizalladura vertical para todos los desfases. El primer modo siempre es más persistente que el segundo. Además, la baroclinicidad y la cizalladura vertical aparecen prácticamente solapadas para todos los desfases en ambos modos, como era de esperar debido a la ecuación del viento térmico.

Si ahora calculamos la correlación cruzada (Fig. VI.13a) entre las componentes principales de los primeros EOFs del viento barotrópico y la baroclinicidad (línea **ROJA**) y cizalladura vertical (línea **AZUL**), podemos observar que la correlación es altamente significativa y alcanza su valor máximo para un desfase de unos pocos días, cuando las anomalías del viento barotrópico preceden a las de los otros modos. Este desfase es mucho más pequeño que la escala de tiempo de la autocorrelación de

cada una de las variables, sugiriendo que éstas describen esencialmente el mismo fenómeno y que no es posible separar su variabilidad. Aunque el desfase sea pequeño, es significativo (por ejemplo, es robusto al calcular la función de autocorrelación en subdivisiones independientes de la serie total). Su signo es además consistente con el mecanismo propuesto por [Robinson, 2000], según el cual la generación de las anomalías baroclínicas es consecuencia de las anomalías del viento barotrópico.

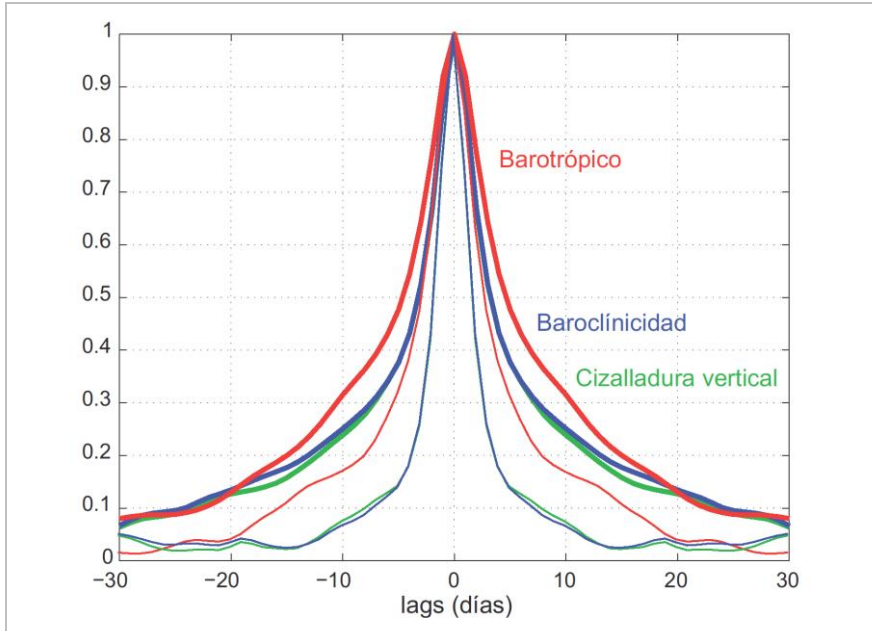


Fig. VI.12. Autocorrelación del viento barotrópico, la baroclinicidad y la cizalladura vertical para el modo 1 (línea gruesa) y para el modo 2 (línea fina).

Por otra parte, la correlación cruzada entre los modos principales de la baroclinicidad y la cizalladura vertical (Fig. VI.13b) muestra una gran similitud con la autocorrelación de cualquiera de ellos, siendo un indicio más de que el balance del viento térmico se cumple en nuestro estudio.

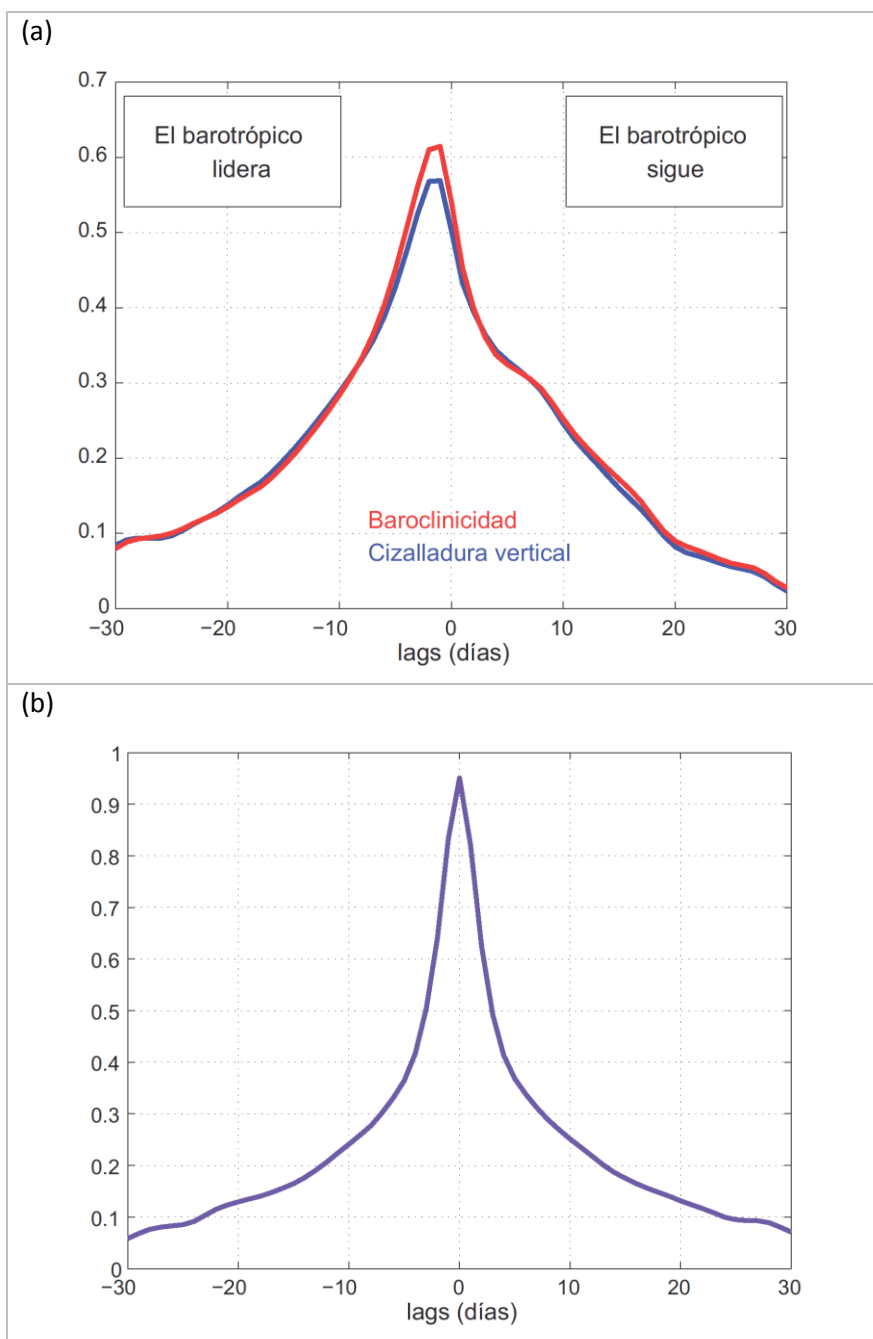


Fig. VI.13. Correlación cruzada (a) del viento barotrópico con la baroclinicidad y la cizalladura vertical y (b) de la baroclinicidad con la cizalladura para el HS.

En la figura Fig. VI.14 podemos observar el espectro de potencia del primer modo de variabilidad del viento barotrópico, la baroclinicidad y la cizalladura vertical. Para que tengan una magnitud comparable se han normalizado las series antes de calcular el espectro. Podemos observar que las tres variables dominan en la baja frecuencia, mostrando estructura de ruido rojo.

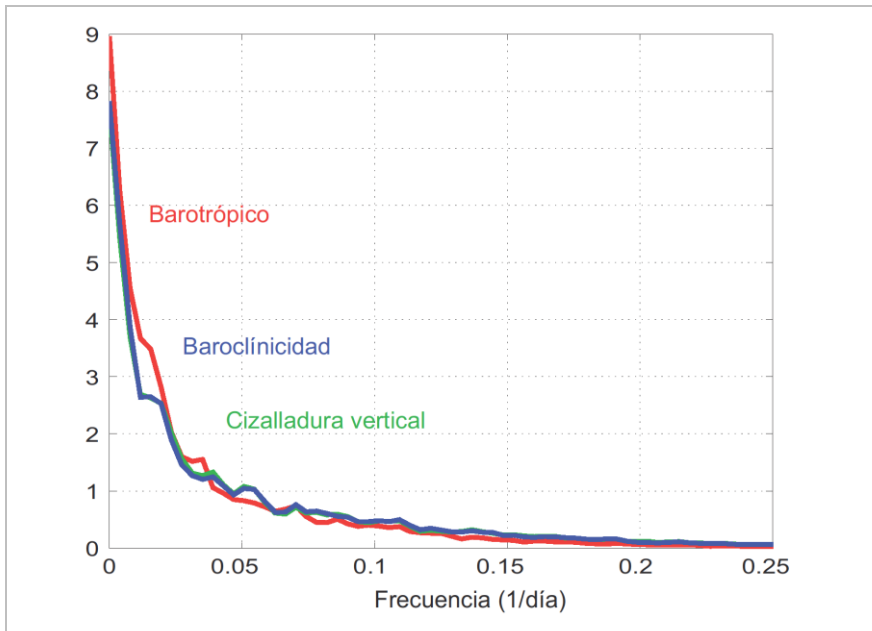


Fig. VI.14. Espectro de potencia del primer modo de variabilidad del viento barotrópico, la baroclinicidad y la cizalladura vertical.

Finalmente, hemos calculado la coherencia espectral cuadrática (Fig. VI.15) entre la componente barotrópica del viento y la baroclinicidad y la cizalladura vertical. Este diagnóstico permite estudiar la relación entre las variables en distintos rangos de frecuencias. Es interesante que la máxima coherencia (indicando la máxima correlación), se produce en la baja frecuencia, coincidiendo con la región del espectro en que los modos se encuentran mejor separados y el desplazamiento es más dominante. Podemos ver además que la coherencia entre el viento barotrópico y la baroclinicidad y cizalladura vertical es prácticamente idéntica, aunque la coherencia con la cizalladura vertical es ligeramente más alta en la alta frecuencia.

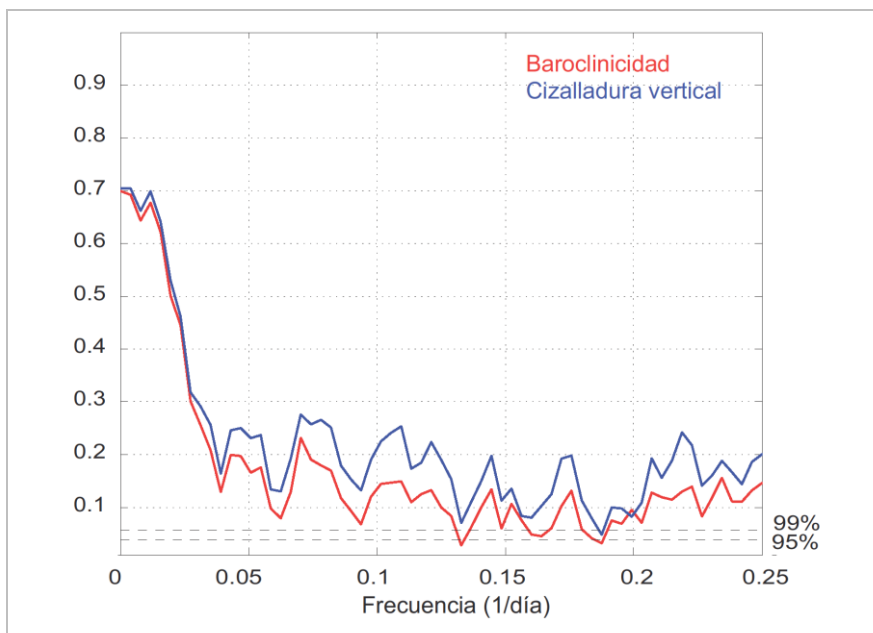


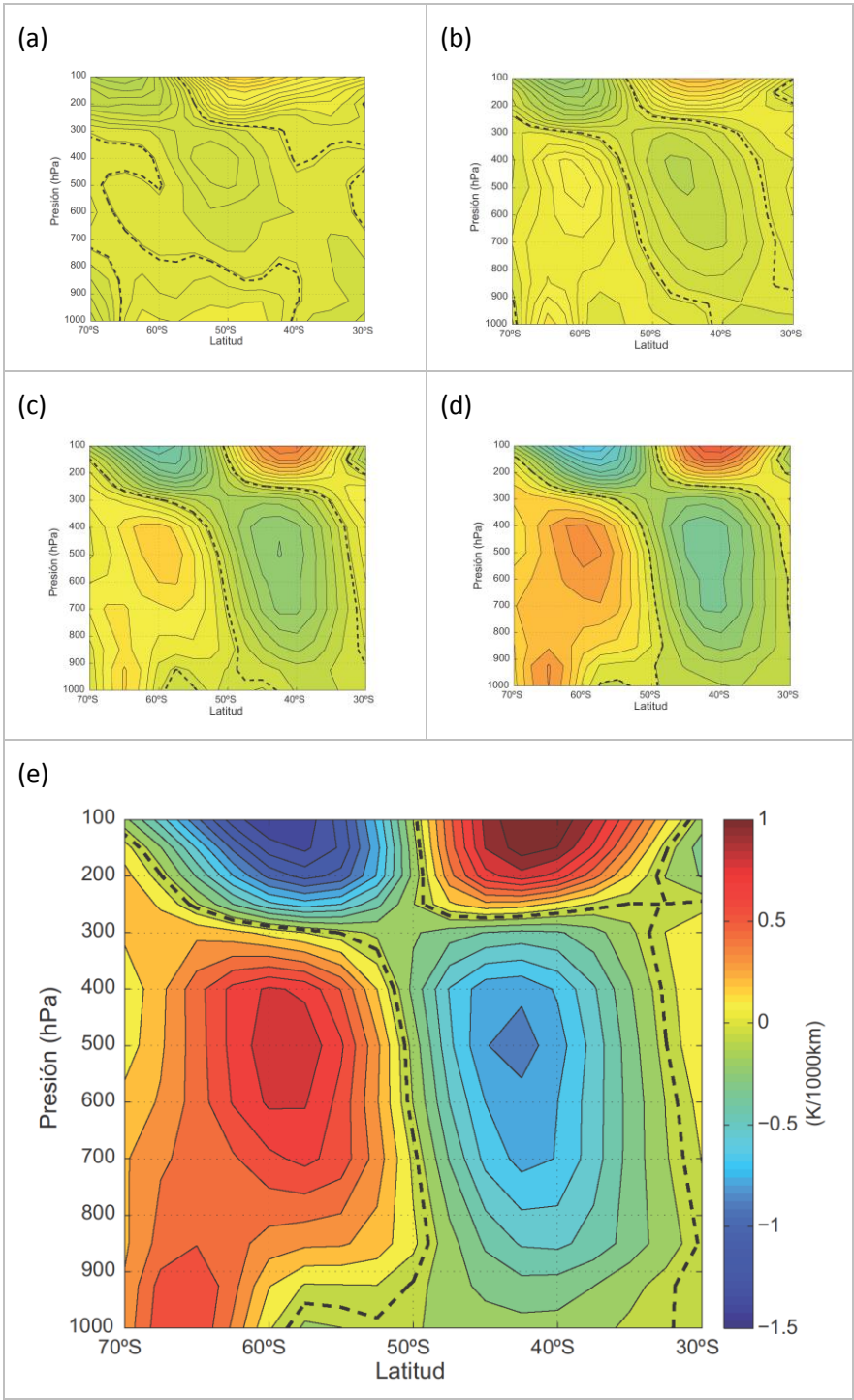
Fig. VI.15. Coherencia espectral cuadrática entre el primer modo de variabilidad del viento barotrópico y el primer modo de la baroclinicidad y la cizalladura vertical.

5. Estudio del desplazamiento latitudinal.

En esta sección describiremos en más detalle la evolución espacio-temporal de las anomalías, demostrando que el primer modo corresponde efectivamente a un desplazamiento latitudinal. Para ello, proyectamos la componente principal del primer modo de la baroclinicidad sobre el mismo campo para distintos desfases.

La estructura bidimensional (latitud-presión) de las anomalías de baroclinicidad (Fig. VI.16) proyecta positivamente en el patrón dipolar (Fig. VI.2a) para todos los desfases, consistente con el signo constante de la autocorrelación en Fig. VI.12. La mayor proyección se encuentra para desfase cero por construcción, cuando las anomalías tienen amplitud máxima y una estructura más similar al patrón. La reducción de la proyección para otros desfases se asocia no sólo a un debilitamiento de las anomalías sino a un cambio estructural. Para desfases muy negativos dominan las anomalías negativas de baroclinicidad, de forma que la línea de ceros se encuentra desplazada hacia el polo. Al aumentar el desfase, esta línea se va desplazando hacia latitudes más bajas, pasando por 50°S

para un desfase cero. Para desfases positivos, la línea de ceros se desplaza hacia el ecuador y dominan las anomalías positivas de baroclinicidad.



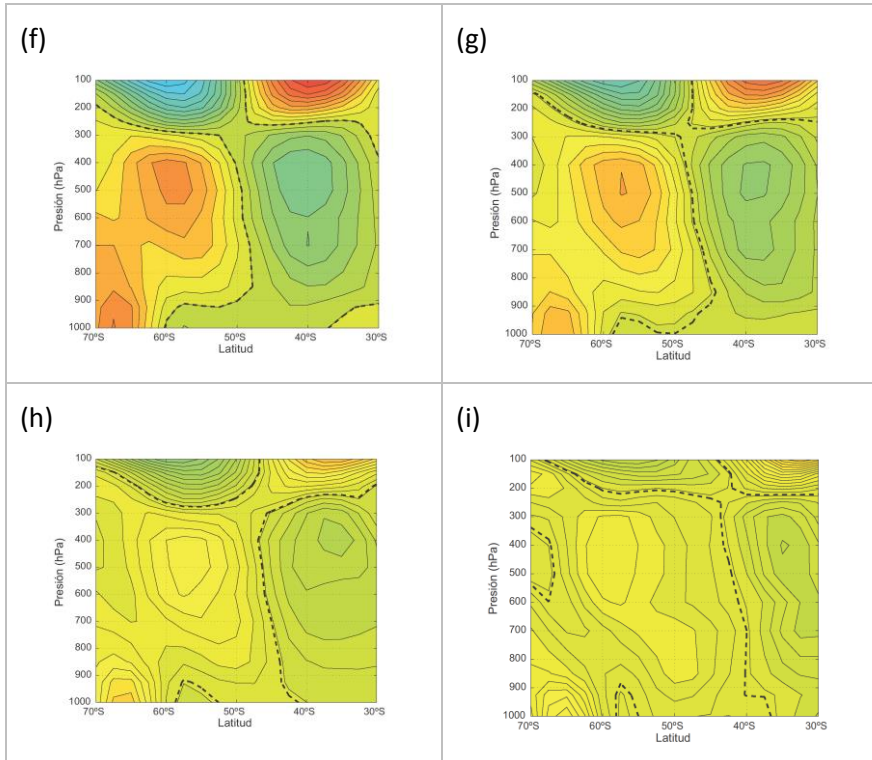
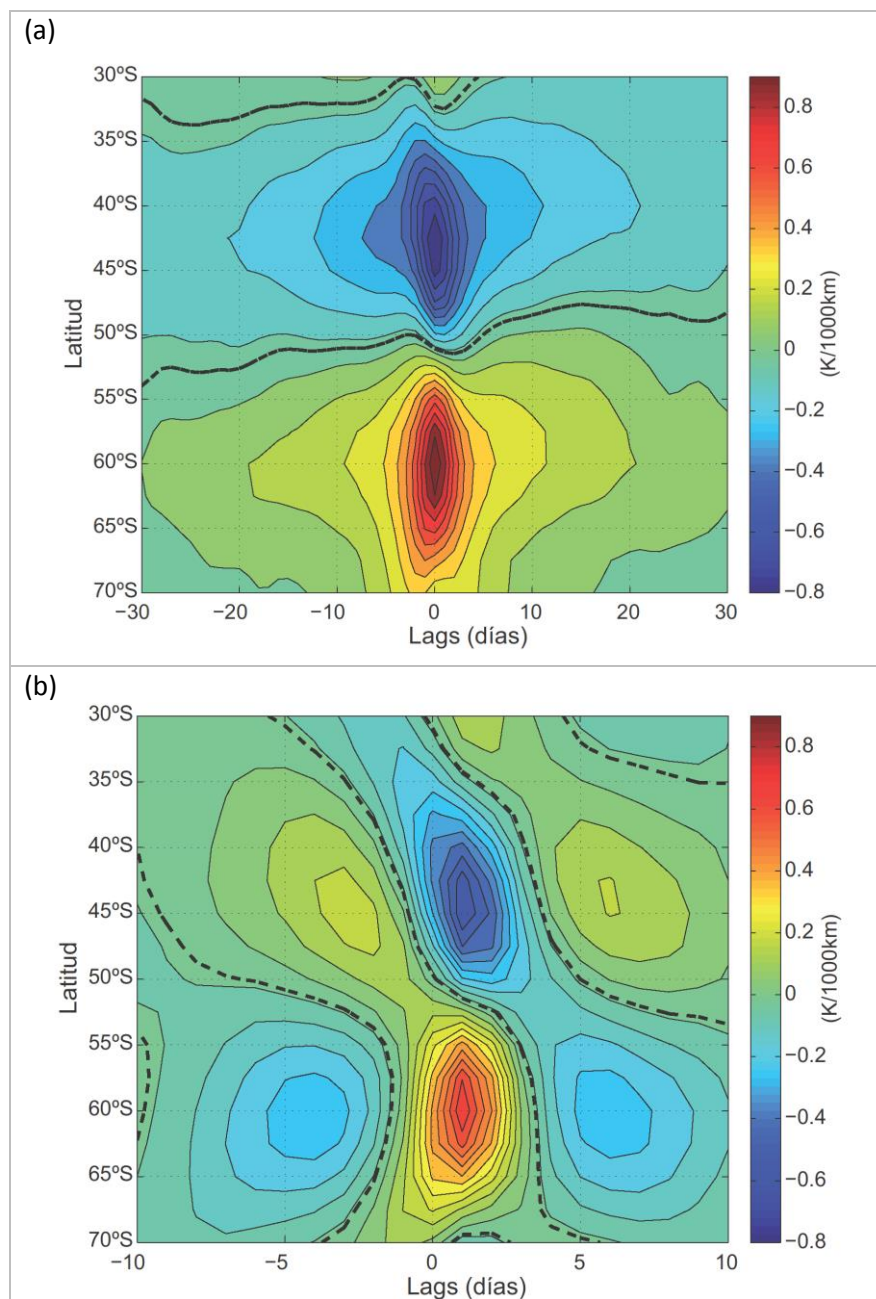


Fig. VI.16. Proyección de la PC1 de la baroclinicidad sobre el mismo campo para desfases de (a) 30 días antes, (b) 20 días antes, (c) 10 días antes, (d) 5 días antes, (e) variabilidad simultánea, (f) 5 días después, (g) 10 días después, (h) 20 días después y (i) 30 días después del máximo en la PC.

Estos cambios estructurales pueden apreciarse también en la proyección de la PC1 de la baroclinicidad a 600hPa sobre sí misma en función del desfase (Fig. VI.17a). Sin embargo, también se aprecia que el desplazamiento de la línea de ceros (línea gruesa negra) hacia el ecuador al aumentar el desfase se invierte para desfases pequeños. Esto sugiere que la estructura espacio-temporal de las anomalías de baroclinicidad refleja la superposición de variabilidad de alta y baja frecuencia, las cuales podrían seguir distinta dinámica. Filtrando la serie de componentes principales para alta y baja frecuencia (Fig. VI.17b y Fig. VI.17c) como anteriormente, y proyectando en el mismo campo, podemos constatar que existen efectivamente dos tipos de variabilidad superpuesta, de forma que la inclinación de la línea de ceros con el desfase tiene distinto signo en

la alta y baja frecuencia. En el capítulo VII se mostrará que las anomalías de baroclinicidad de alta y baja frecuencia siguen diferente dinámica.



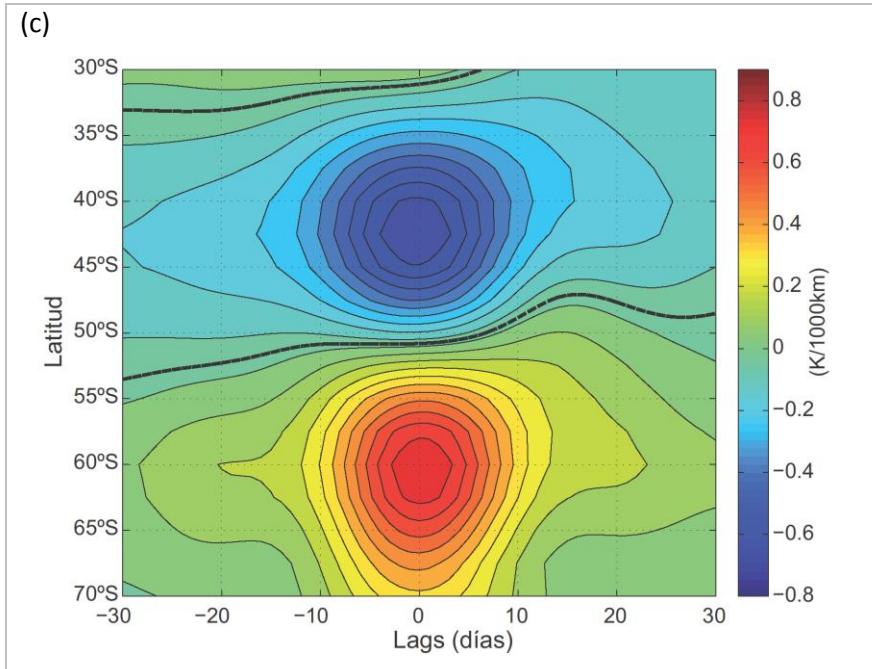
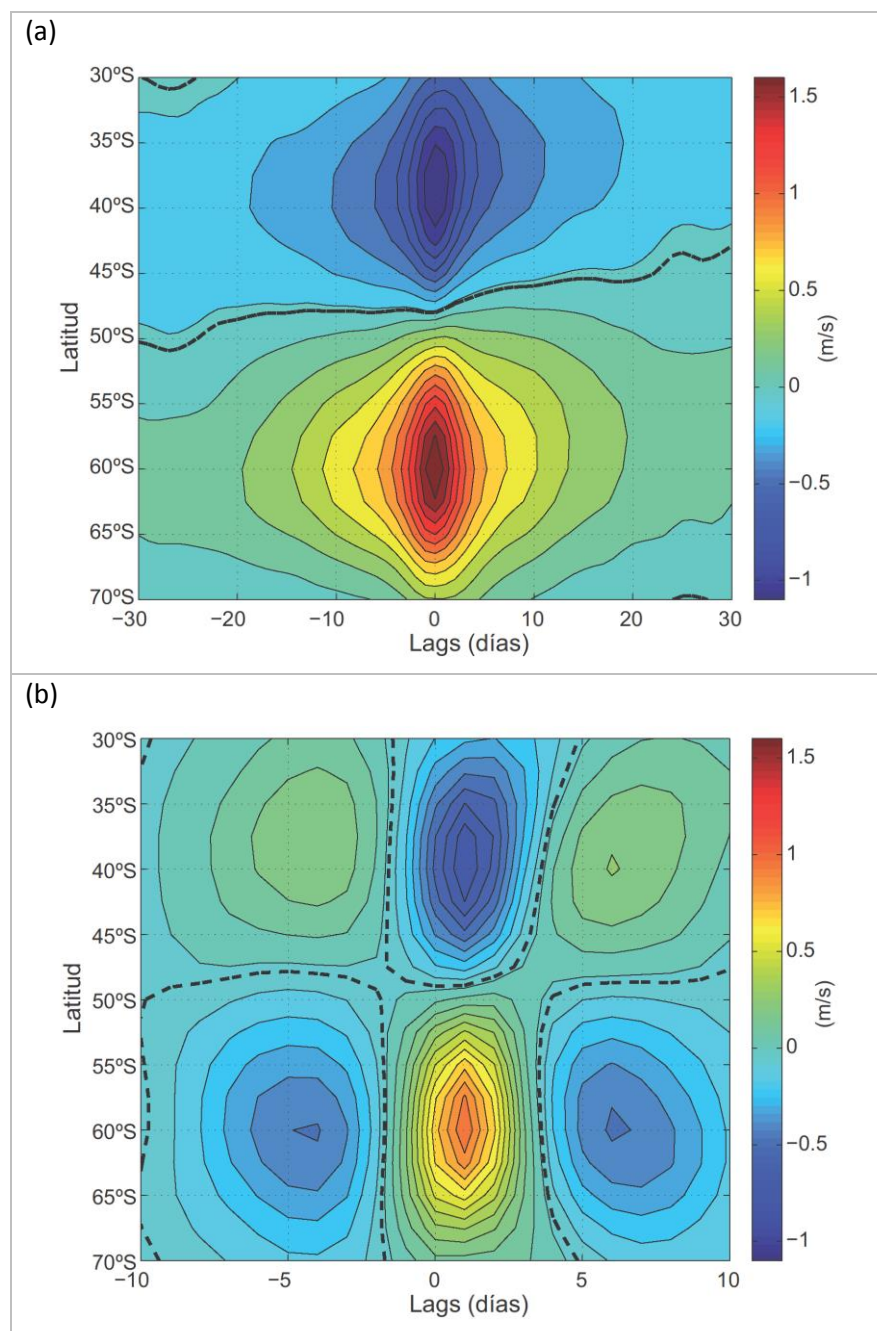


Fig. VI.17. Proyección de la PC1 de la baroclinicidad a 600 hPa sobre el mismo campo en función del desfase para datos (a) sin filtrar, (b) filtrando paso alto y (c) filtrando paso bajo.

Si se realiza el mismo análisis para el viento barotrópico, definido de nuevo como el viento en superficie (Fig. VI.18a), podemos observar que en este caso el desplazamiento de la línea de ceros con el desfase ocurre de forma más monótona. Ello se debe a que, a diferencia de lo que vimos con la baroclinicidad, las anomalías de alta frecuencia no cambian de estructura y la línea de ceros permanece en una latitud fija (Fig. VI.18b). Para la baja frecuencia (Fig. VI.18c), se observa el mismo desplazamiento suave hacia el ecuador con el desfase del caso anterior.



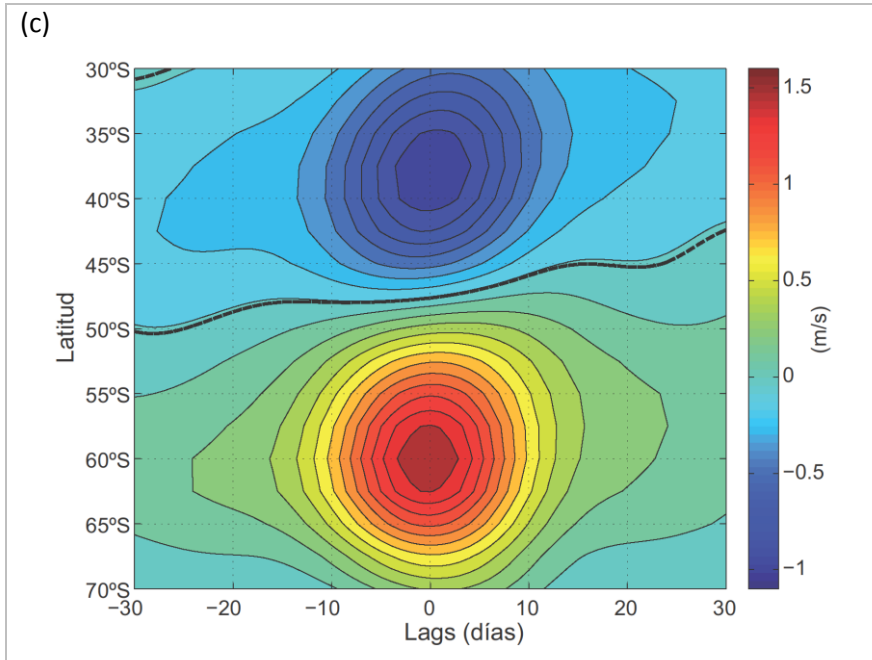


Fig. VI.18. Proyección de la PC1 del viento barotrópico sobre el mismo campo en función del desfase para datos (a) sin filtrar, (b) filtrando paso alto y (c) filtrando paso bajo.

6. Modos de Variabilidad por estaciones.

Artículos recientes han observado que el SAM exhibe una variabilidad estacional tanto en su estructura como en la intensidad de la realimentación eddy [Codron, 2005; 2007; Barnes and Hartmann, 2010a]. Tras analizar en las secciones anteriores la variabilidad de la baroclinicidad en el promedio anual, en esta sección investigaremos si existen diferencias entre estaciones. Consideramos los siguientes casos:

- Verano austral, que incluye los meses de diciembre, enero, febrero y marzo (DJFM¹⁷).
- Invierno austral, que incluye los meses de junio, julio, agosto y septiembre (JJAS¹⁸).

Si comparamos en primer lugar la climatología de la baroclinicidad por estaciones (Fig. VI.19), podemos observar que en verano austral ésta

¹⁷ Siglas del término inglés: *December-January-February-March*.

¹⁸ Siglas del término inglés: *June-July-August-September*.

tiene estructura bastante zonal, con un único máximo en torno a la latitud 50°S donde se sitúa la corriente en chorro extratropical. Pese a todo, la baroclinicidad es más intensa en los océanos Atlántico e Índico y se debilita en el Pacífico. En los meses de invierno austral la baroclinicidad media zonal máxima se observa en torno a 30°S, asociada a un chorro subtropical muy intenso, aunque se siguen observando valores altos de baroclinicidad en torno a la latitud 50°S. La estructura de la baroclinicidad varía también en función de la longitud. La baroclinicidad adopta valores bastante uniformes latitudinalmente en las regiones Atlántica e Índica, mientras que en el Pacífico aparecen dos franjas latitudinales de alta baroclinicidad, separadas por una región menos baroclínica. Estas diferencias se deben a la mayor intensidad de la celda de Hadley en la región del Pacífico, en la cual se produce la mayor convección tropical y se desarrolla el fenómeno del Niño (ENSO¹⁹).

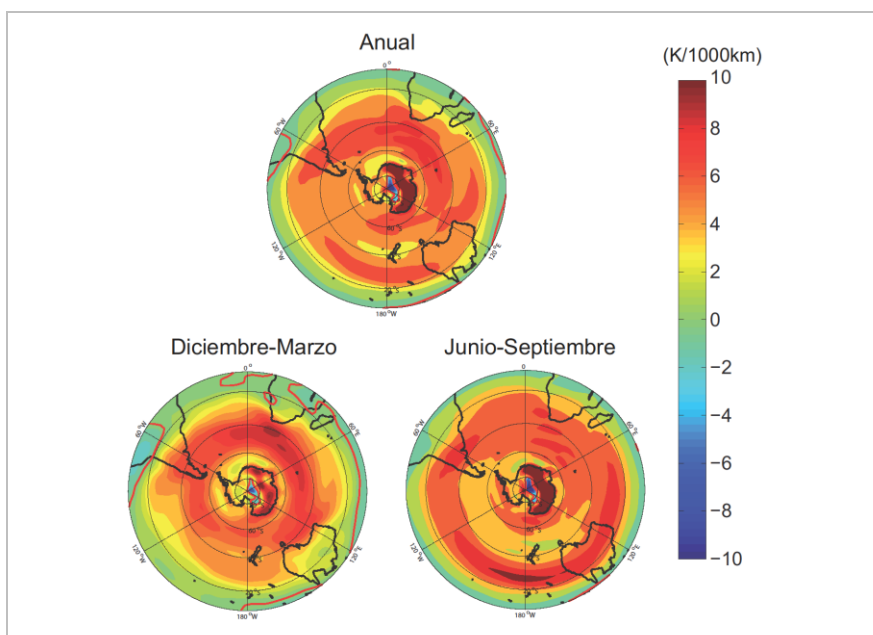


Fig. VI.19. Climatología de la baroclinicidad (K/1000km) en función de latitud y longitud en el nivel de 600hPa para la media anual y en verano e invierno austral.

Si calculamos los modos principales para cada una de las estaciones (Fig. VI.20), podemos observar que tanto el EOF1 como el EOF2

¹⁹ Siglas del término inglés: El Niño Southern Oscillation.

muestran una estructura similar a la obtenida anteriormente en el caso anual. Para calcular estos modos se ha tenido que ampliar el rango de latitudes consideradas con objeto de capturar la variabilidad del máximo a 30°S, aunque la influencia es pequeña. Los resultados sugieren que en verano el modo principal sigue representando un desplazamiento de la baroclinicidad en torno a su máximo climatológico, y el segundo modo sigue siendo un fortalecimiento o debilitamiento. En invierno la interpretación es más complicada debido a la mayor complejidad de la estructura térmica en esta estación, con dos regiones baroclínicas diferenciadas. Con objeto de apreciar si existen diferencias regionales, la Fig. VI.21 muestra la proyección de la PC de esta estación sobre el campo de baroclinicidad en función de latitud y longitud. Podemos ver que el primer modo de variabilidad en el Pacífico consiste en un desplazamiento simultáneo y en direcciones contrarias de ambas regiones baroclínicas, de forma que éstas se separan (acercan) para valores positivos (negativos) del índice.

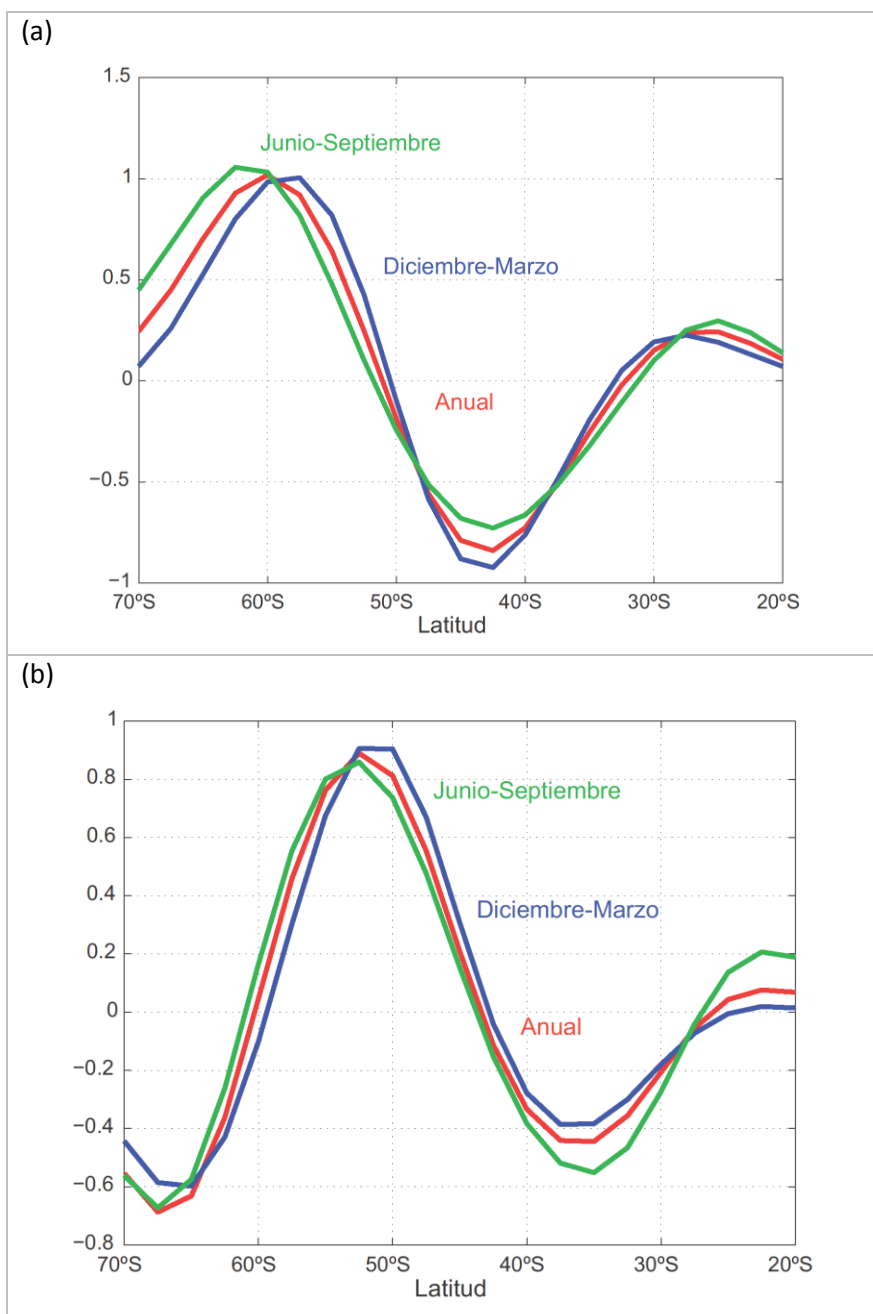


Fig. VI.20. (a) EOF 1 y (b) EOF 2 de la baroclinicidad ($K/1000km$) en el nivel de 600hPa en un cálculo anual (rojo), y en el verano (azul) e invierno (verde) austral.

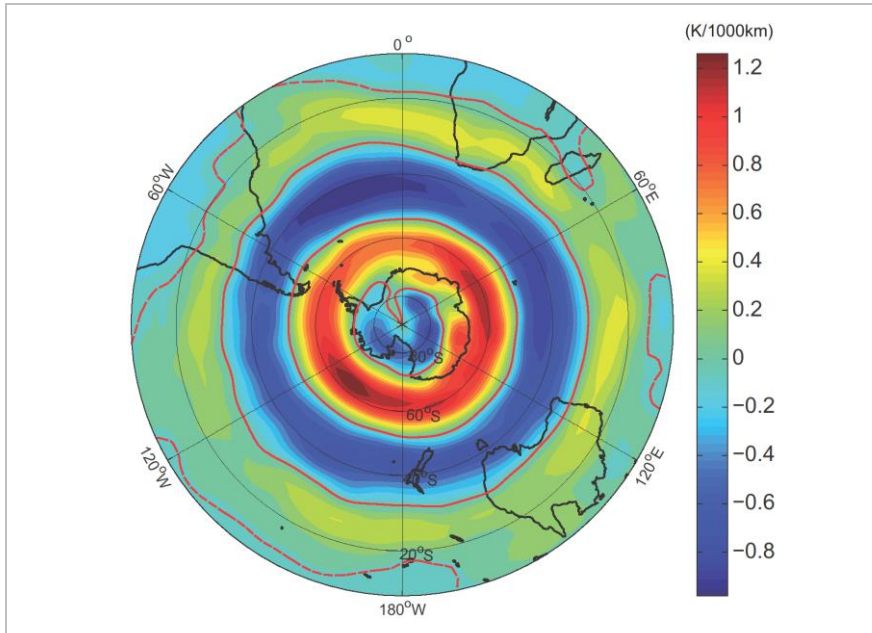


Fig. VI.21. Proyección del modo principal de la baroclinicidad (K/1000km) media zonal a 600hPa para el invierno austral sobre el campo de baroclinicidad en ese mismo nivel.

La varianza explicada (Tabla VI.5) es parecida en todos los casos, aunque el primer modo explica más varianza en el verano austral. Ello puede ser debido a que, como discutimos anteriormente, la celda de Hadley, que tiene una fuerte componente asimétrica, es más débil en dicha estación.

	EOF 1	EOF 2
Anual	32,2%	22,2%
Verano Austral	35,1%	22,3%
Invierno Austral	31,1%	21,6%

Tabla VI.5 Porcentaje de varianza explicada por el primer y segundo EOF de la variabilidad de la baroclinicidad a 600hPa en el HS tanto para datos anuales y en las estaciones de verano e invierno.

Finalmente, si comparamos la autocorrelación del primer modo para las distintas estaciones (Fig. VI.22) podemos observar que la persistencia disminuye en invierno y aumenta en verano. Algo parecido ha sido mostrado para el viento zonal a 300hPa por otros autores, que atribuyen estas diferencias a cambios en la realimentación eddy [Codron,

2005]. Ello podría deberse de nuevo al efecto de la celda de Hadley perturbando la simetría zonal y la coherencia de los eddies: en estudios con modelos idealizados, la persistencia del modo anular disminuye notablemente en presencia de una *storm track* localizada [Gerber and Vallis, 2007].

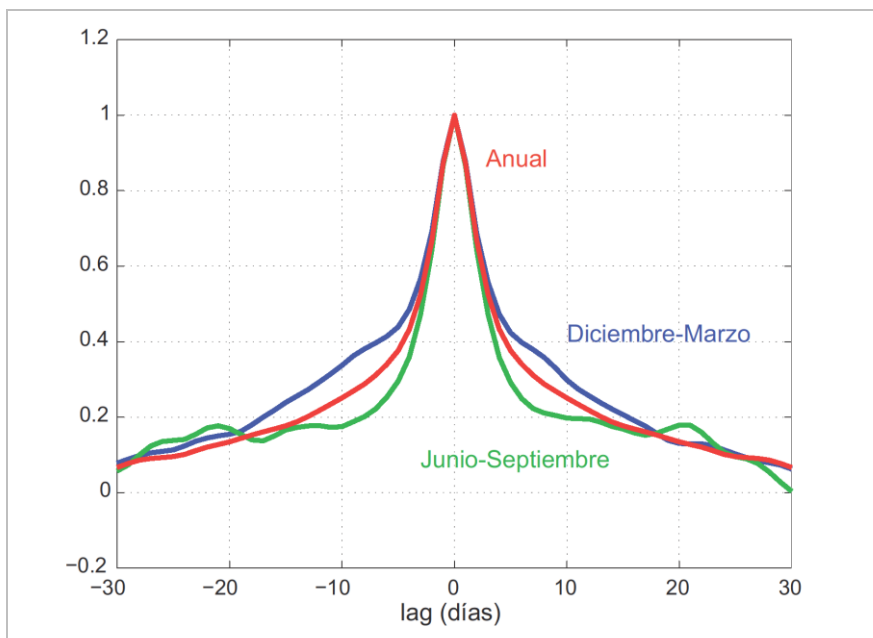


Fig. VI.22. Autocorrelación del primer modo de la baroclinicidad en el nivel de 600hPa en un cálculo anual (rojo), y en el verano (azul) e invierno (verde) austral.

VII. Ciclos de vida.

Tras demostrar en el capítulo anterior que la variabilidad interna de la baroclinicidad en el hemisferio sur está íntimamente ligada a la variabilidad del viento barotrópico, en este capítulo se investigarán los mecanismos dinámicos implicados en dicha variabilidad mediante el análisis de los ciclos de vida característicos de las anomalías baroclínicas. Para ello, presentamos en primer lugar el desarrollo matemático utilizado para después adentrarnos en los resultados obtenidos a diferentes escalas de tiempo. Además estudiaremos con más detalle algunos de los términos más importantes. Los principales resultados presentados en este capítulo han sido publicados en [Blanco-Fuentes and Zurita-Gotor, 2011].

1. Desarrollo matemático.

En esta sección se describe brevemente el desarrollo matemático utilizado en este capítulo. Para identificar los distintos términos que influyen en la variabilidad de la baroclinicidad, partimos de la ecuación termodinámica en coordenadas esféricas promediada zonalmente (Ec. VII.1), descomponiendo cada variable en su componente media zonal y la anomalía respecto a dicha media.

$$\frac{\partial[\theta]}{\partial t} + \left(\frac{[v]}{a} \frac{\partial[\theta]}{\partial \phi} \right) + \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial[v'\theta' \cos \phi]}{\partial \phi} \right) + \left([\omega] \frac{\partial[\theta]}{\partial p} \right) + \left(\frac{\partial[\omega'\theta']}{\partial p} \right) = \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^k \frac{Q}{C_p} \right] \quad \text{VII.1.}$$

Como en el capítulo anterior, se define la baroclinicidad como la derivada meridional de la temperatura potencial. De esta forma, podemos obtener una ecuación que muestre los distintos forzamientos que influyen en la variabilidad de la baroclinicidad diferenciando latitudinalmente la ecuación termodinámica.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial [\theta]}{a \partial \phi} = & - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial [v' \theta' \cos \phi]}{\partial \phi} \right) - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{[v]}{a} \frac{\partial [\theta]}{\partial \phi} \right) \\ & - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{\partial [\omega' \theta']}{\partial p} \right) - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left([\omega] \frac{\partial [\theta]}{\partial p} \right) \\ & + \frac{\partial}{a \partial \phi} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^k \frac{Q}{C_p} \right] \end{aligned} \quad \text{VII.2.}$$

Esta ecuación muestra los procesos que conducen la variabilidad de la baroclinicidad, que podemos identificar con los siguientes términos (de izquierda a derecha):

- Forzamiento debido al flujo eddy meridional de calor.
- Forzamiento debido a la advección meridiana por la circulación media meridional (MMC²⁰).
- Forzamiento debido al flujo eddy vertical de calor.
- Forzamiento debido a la advección adiabática vertical por la circulación media meridional.
- Forzamiento debido al calentamiento diabático.

Todos los términos pueden estimarse directamente a partir de los datos en malla del reanálisis, excepto por el calentamiento diabático, que es calculado como un residuo en la Ec. VII.2. Por otra parte, se ha encontrado que los términos debidos a la advección meridiana de la MMC y al flujo eddy vertical de calor son pequeños. Por claridad, no se mostrarán estos términos en los resultados, aunque han sido tenidos en cuenta en el cálculo del residuo.

Como se expuso en la metodología, a todos los términos de esta ecuación se les ha sustraído el ciclo estacional con objeto de estudiar la variabilidad intraestacional de la baroclinicidad. Además, se proyectan todos los términos en el primer modo de variabilidad de la baroclinicidad a 600hPa para analizar su contribución al desplazamiento de ésta. De esta forma, se obtiene una única serie temporal para cada forzamiento.

En este capítulo construiremos ciclos de vida de las anomalías de baroclinicidad calculando las covarianzas cruzadas entre estas anomalías y cada uno de los forzamientos de la Ec. VII.2 en función del desfase.

²⁰ Acrónimo del término inglés: *Mean Meridional Circulation*.

También analizaremos la relación entre los forzamientos y la variabilidad de la baroclinicidad desde un punto de vista espectral usando espectros cruzados. La transformada de Fourier de la ecuación VII.2 puede expresarse en la forma:

$$i\omega B = \sum_k F_k \quad \text{VII.3.}$$

siendo B la transformada de Fourier de la baroclinicidad, las F_k las transformadas de los distintos forzamientos que aparecen en la ecuación VII.2, y ω la frecuencia. Multiplicando esta ecuación por el complejo conjugado de B obtenemos la relación:

$$\sum_k \frac{F_k B^*}{B^* B} = i\omega \quad \text{VII.4.}$$

Como indica esta ecuación, la parte real (en fase) del espectro cruzado normalizado entre el forzamiento k y la baroclinicidad, $F_k B^*$, nos da la tendencia de dicho forzamiento a amplificar la anomalía de baroclinicidad en función de la frecuencia. Cuando las series son estacionarias estas tendencias deben compensarse entre sí para todas las frecuencias. Por otra parte, la parte imaginaria (fuera de fase) del espectro cruzado nos da la contribución del forzamiento a la oscilación en cada frecuencia. Este diagnóstico ofrece una visión complementaria a la obtenida con los ciclos de vida (la covarianza cruzada y el espectro cruzado forman un par de Fourier).

También analizaremos los términos que afectan a la variabilidad de la cizalladura vertical. Como vimos en el capítulo anterior, ésta está relacionada con la variabilidad de la baroclinicidad a través de la ecuación de viento térmico (Ec. VI.1). Los resultados presentados en el capítulo anterior muestran que esta relación es una aproximación excelente en los extratrópicos.

Para ello se utilizará la ecuación de momento en coordenadas esféricas, definiendo anomalías respecto a la media zonal y promediando zonalmente como hicimos con la ecuación termodinámica. Diferenciando esta ecuación respecto a la presión (y multiplicando por el parámetro de

Coriolis por consistencia con la relación de viento térmico), se obtienen los forzamientos de la variabilidad de la cizalladura vertical (Ec. VII.5).

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[f \frac{\partial u}{\partial p} \right] = - \frac{f}{a \cos \phi} \frac{\partial^2}{\partial p \partial \phi} (\cos \phi [u'v']) + f \frac{\partial}{\partial p} (2\Omega[v] \sin \phi) + f \frac{\partial}{\partial p} [F_{rx}] \quad \text{VII.5.}$$

De izquierda a derecha, identificamos estos términos como:

- Forzamiento debido al flujo eddy de momento.
- Forzamiento de Coriolis debido a la MMC.
- Forzamiento debido a la fricción, de nuevo calculado como un residuo en la ecuación.

Como antes, se ha quitado el ciclo estacional a todos los términos y se han proyectado éstos en el primer modo de variabilidad de la cizalladura vertical a 600hPa. Como vimos en el capítulo anterior, este modo es idéntico al primer modo de la baroclinicidad en el mismo nivel.

2. Ciclos de vida de la baroclinicidad a 600hPa.

La Fig. VII.1 describe los ciclos de vida característicos de las anomalías de baroclinicidad. Más específicamente, esta figura muestra la covarianza cruzada entre la componente principal de la baroclinicidad y sus distintos forzamientos, introduciendo desfases entre ambos términos que varían entre -30 y 30 días. Cuando el desfase es negativo, los forzamientos preceden a la baroclinicidad mientras que para desfases positivos los forzamientos suceden a la baroclinicidad. La tendencia total (línea **NEGRA**), que es la suma de todos los forzamientos, muestra que las anomalías baroclínicas completan su ciclo de crecimiento y declive en un tiempo característico de entre 10 y 15 días.

El forzamiento debido al flujo eddy meridional de calor (línea **ROJA**) es importante tanto para el crecimiento como para el declive de las anomalías de baroclinicidad, al mostrar un pico positivo para desfases negativos y otro negativo más débil para desfases positivos. Esta estructura de covarianza es consistente con los resultados de estudios previos [Stone *et al.*, 1982; Thompson and Birner, 2012].

Aunque el forzamiento debido a la advección vertical por la circulación media meridional (línea **AZUL**) no es tan intenso como el debido al flujo eddy de calor, éste es sin embargo el forzamiento que domina para periodos largos de tiempo. Además, el forzamiento por la circulación media meridional es siempre positivo menos para lag 0, de forma que contribuye al crecimiento de las anomalías para desfases negativos y *las mantiene frente a otros procesos* en la fase de declive (desfases positivos). Finalmente, el forzamiento debido al calentamiento diabático (línea **VERDE**) es negativo para todos los desfases.

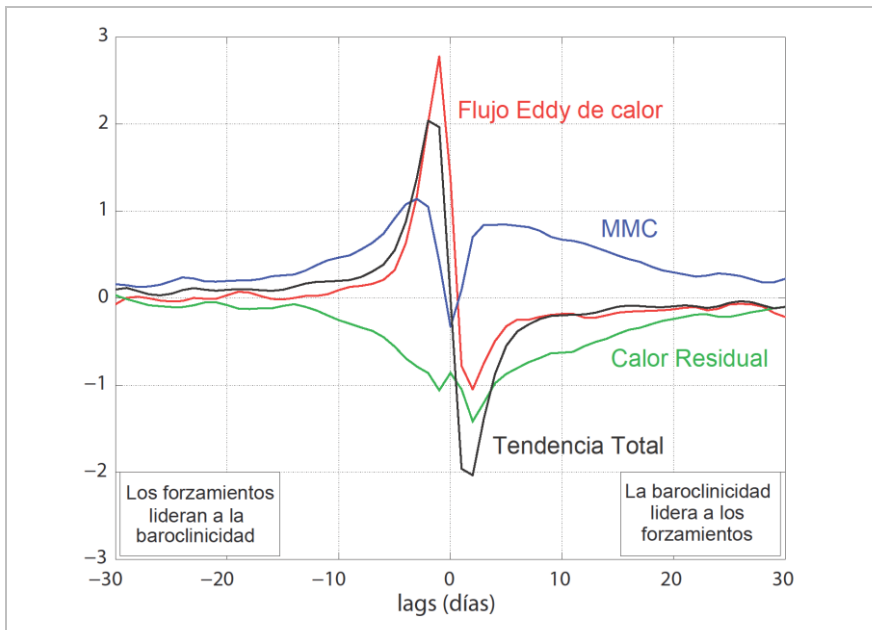


Fig. VII.1. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y sus principales forzamientos $((K/1000km)^2/día)$: flujo eddy de calor (línea roja), MMC (línea azul) y calentamiento diabático (línea morada), obtenido como un residuo en la ecuación termodinámica. La tendencia total se indica con línea negra.

Como vimos en el capítulo anterior, los desplazamientos de la baroclinicidad evolucionan de forma distinta dependiendo de la escala de tiempo considerada. Para analizar en detalle estas diferencias, hemos calculado independientemente los ciclos de vida para anomalías de alta y baja frecuencia, filtrando las diferentes series temporales con un filtro de Lanczos. La Fig. VII.2 describe la variabilidad de alta frecuencia (fundamentalmente sinóptica), extraída usando un filtro paso alto con

periodo de corte de 20 días. Podemos observar como el forzamiento debido al flujo eddy de calor tiene una estructura muy similar a la de antes, y domina sobre el resto de forzamientos. El forzamiento debido a la circulación media meridional produce una tendencia negativa, aunque bastante menor, para desfases pequeños (entre -2 y 2 días). Por último, el calentamiento diabático es prácticamente despreciable. La tendencia total está dominada por el flujo eddy de calor, indicando que las anomalías de baroclinicidad básicamente responden a las variaciones en este término en escalas sinópticas de tiempo.

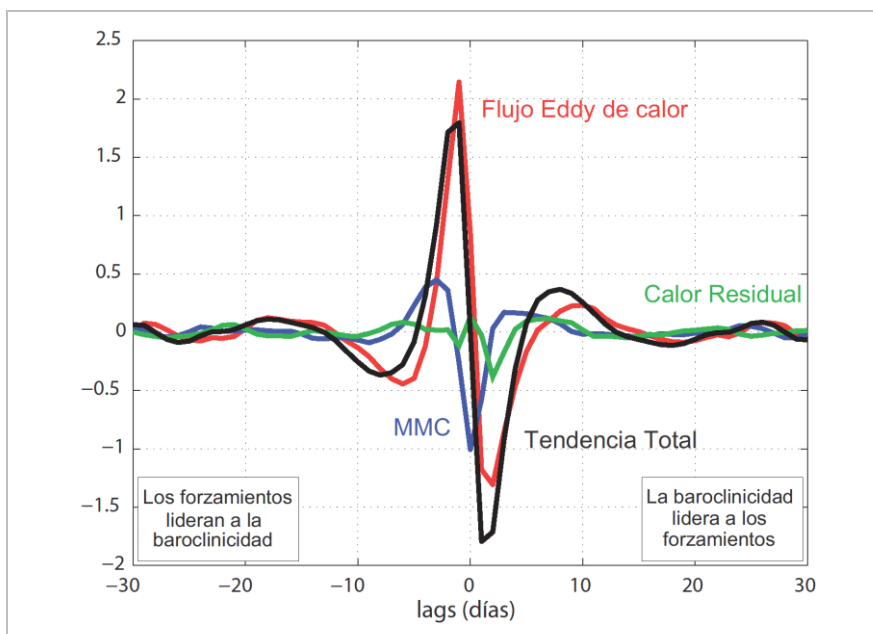


Fig. VII.2. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y los distintos forzamientos ($(K/1000km)^2/día$) para datos filtrados con filtro Lanczos paso alto con un periodo de corte de 20 días.

Si ahora consideramos los ciclos de vida para escalas largas de tiempo (Fig. VII.3), filtrando las series paso bajo con el mismo periodo de corte de 20 días, obtenemos resultados cualitativamente distintos. Aunque el flujo eddy de calor sigue estando en fase aproximadamente con la tendencia total, contribuyendo al crecimiento de las anomalías y, en menor medida, a su declive, este término y la tendencia total son bastante menores que el forzamiento debido a la circulación meridional. El ciclo de

vida refleja una situación de cuasiequilibrio entre dicho forzamiento y el amortiguamiento de las anomalías por el calentamiento diabático.

De esta forma, podemos entender los resultados iniciales sin filtrar como una combinación de las dinámicas de alta y baja frecuencia. Por ejemplo, el anulamiento del forzamiento debido a la MMC para pequeños desfases puede ser debido a una compensación entre la tendencia positiva de baja frecuencia, que fuerza y mantiene las anomalías de baroclinicidad, y la tendencia negativa de alta frecuencia, que tiende a destruirlas para desfases pequeños.

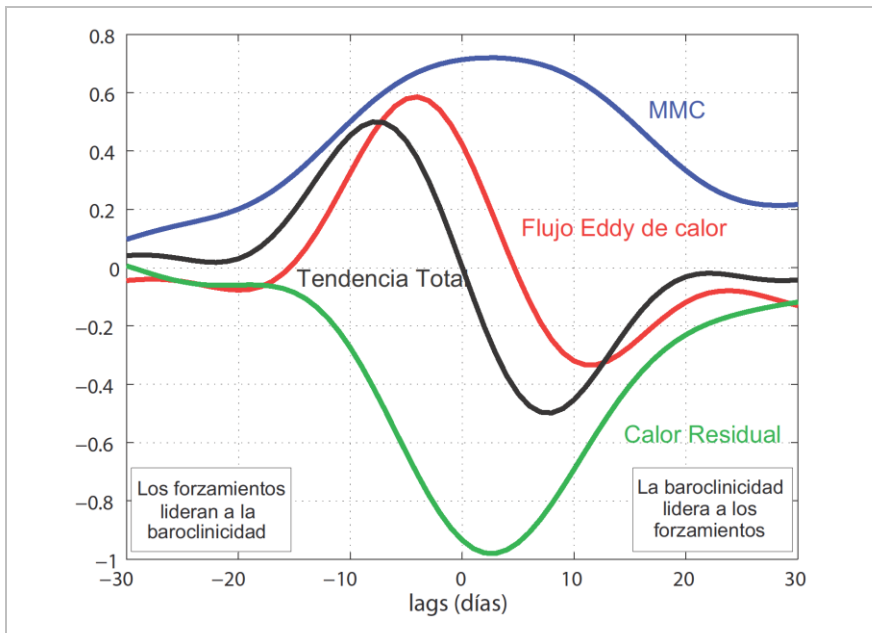


Fig. VII.3. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y los distintos forzamientos ($(K/1000km)^2/día$) para datos filtrados con filtro Lanczos paso bajo con periodo de corte de 20 días.

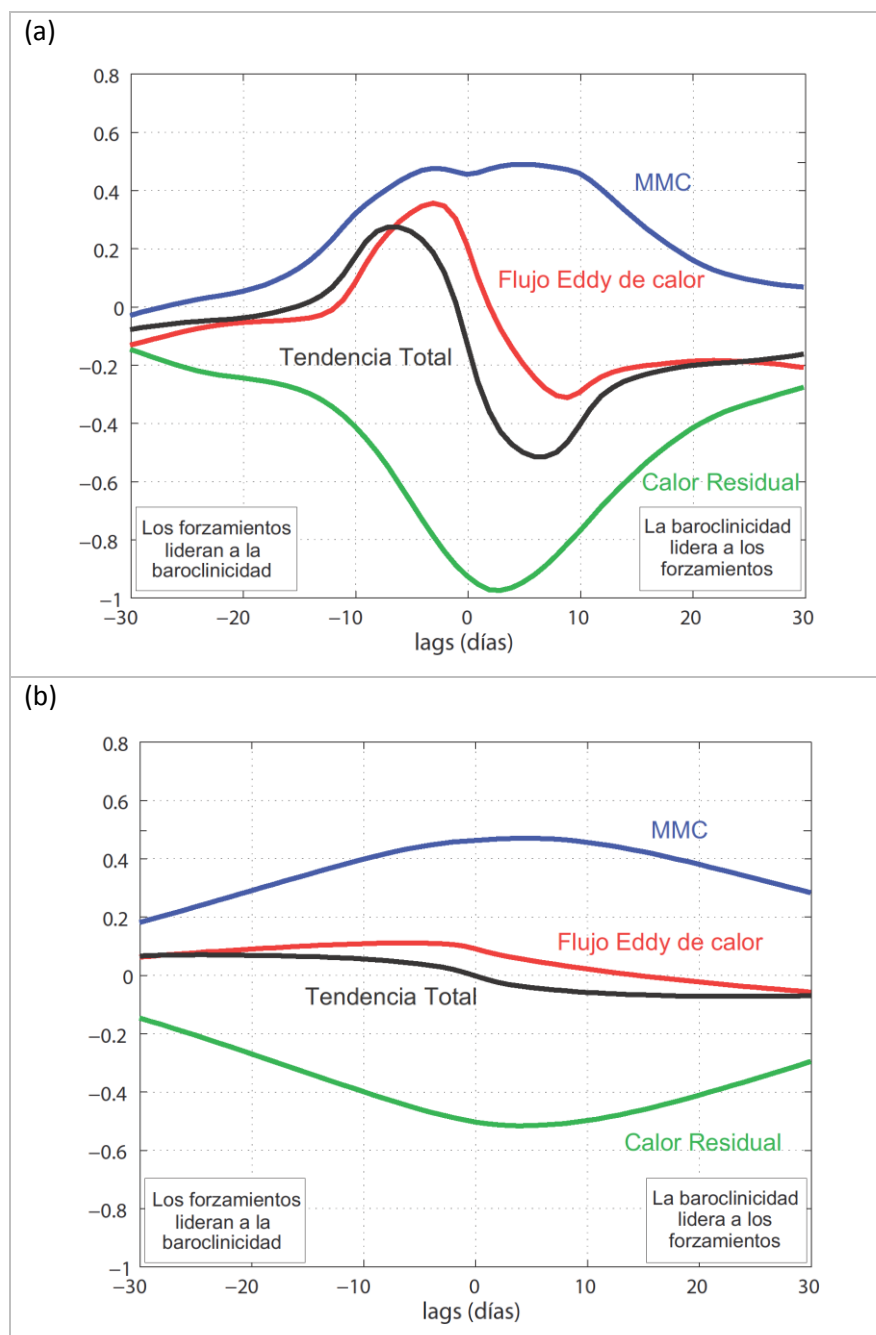


Fig. VII.4. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y los distintos forzamientos $((K/1000km)^2/día)$ en la baja frecuencia, usando un filtro de medias móviles con ventanas de (a) 10 días y (b) 40 días.

El filtrado de datos puede conducir en muchas ocasiones a comportamientos espurios, tanto más graves cuanto más abrupto sea el filtro. Para comprobar que los resultados obtenidos son robustos y no un artefacto del filtrado, se han rehecho los cálculos para la baja frecuencia usando un filtro muy sencillo (filtro de medias móviles) y ventanas de 10 y 40 días (Fig. VII.4). Como podemos observar, los resultados son muy parecidos cuando se usa la ventana de 10 días. Con una ventana de 40 días los forzamientos se suavizan pero el comportamiento es cualitativamente similar.

En las siguientes secciones analizaremos en más detalle los principales términos que afectan a las anomalías de baroclinicidad de baja frecuencia con objeto de entender su dinámica.

3. Descomposición espacial y temporal del flujo eddy de calor.

Un aspecto interesante en las figuras anteriores es la estructura del forzamiento debido al flujo eddy de calor. Tanto en la alta como en la baja frecuencia, este término se encuentra aproximadamente en fase con la tendencia total. Esto es razonable en la alta frecuencia pero sorprende un poco en la baja frecuencia. En escalas de tiempo más largas que las de los eddies habríamos esperado que éstos tuvieran un comportamiento difusivo [Held, 1999] y amortiguaran las anomalías de baroclinicidad, en vez de conducirlas. Sin embargo, hay que tener en cuenta que el forzamiento debido al flujo eddy de calor no se limita sólo a los eddies de escala sinóptica, sino que incluye contribuciones de eddies de muchas escalas temporales y espaciales.

A continuación analizamos con más detalle la contribución de las distintas escalas al flujo eddy de calor de baja frecuencia. Para ello, en el cálculo de la covarianza eddy filtramos por separado las anomalías de viento meridional y de temperatura potencial antes de calcular su producto, el cual es posteriormente filtrado paso bajo como antes para estudiar su contribución a la variabilidad a la baroclinicidad de baja frecuencia. Es importante notar que los eddies de alta frecuencia también contribuyen a esta variabilidad (el flujo eddy meridional $[v_a' \theta_a']$ debido a anomalías v_a' y θ_a' de alta frecuencia varía también en general en la baja

frecuencia). Por una parte, distinguimos entre las contribuciones debidas a los eddies de alta y baja frecuencia (Fig. VII.5a) filtrando v' y θ' para periodos más cortos de 10 días y más largos de 30 días, respectivamente. Por otra parte, descomponemos espacialmente los eddies (Fig. VII.5b) separando entre la contribución de las ondas planetarias (ondas 1-3) y sinópticas (número de onda mayor o igual que 6).

Podemos observar que la componente positiva del forzamiento de la baroclinicidad de baja frecuencia es debida a la contribución de los eddies planetarios de baja frecuencia, mientras que la contribución de los eddies sinópticos de alta frecuencia tiende a amortiguar las anomalías de baroclinicidad. El transporte de calor planetario/de baja frecuencia podría reflejar en parte la evolución de la capa de hielo sobre la Antártida, aunque la propia dinámica interna, lineal o no-lineal, puede también generar anomalías de escala planetaria. En este sentido, *Zhang et al.* [2012] observaron un comportamiento similar de los eddies planetarios en un modelo cuasigeostrófico con simetría zonal, y argumentaron que éstos podrían jugar un papel tanto o más importante que la circulación media meridional en el forzamiento de la baroclinicidad en el mecanismo propuesto por *Robinson* [2000]. Por otra parte, la cancelación de las tendencias térmicas debidas a los eddies sinópticos y planetarios ha sido discutida frecuentemente en la literatura, de forma más reciente por *Thompson and Birner* [2012].

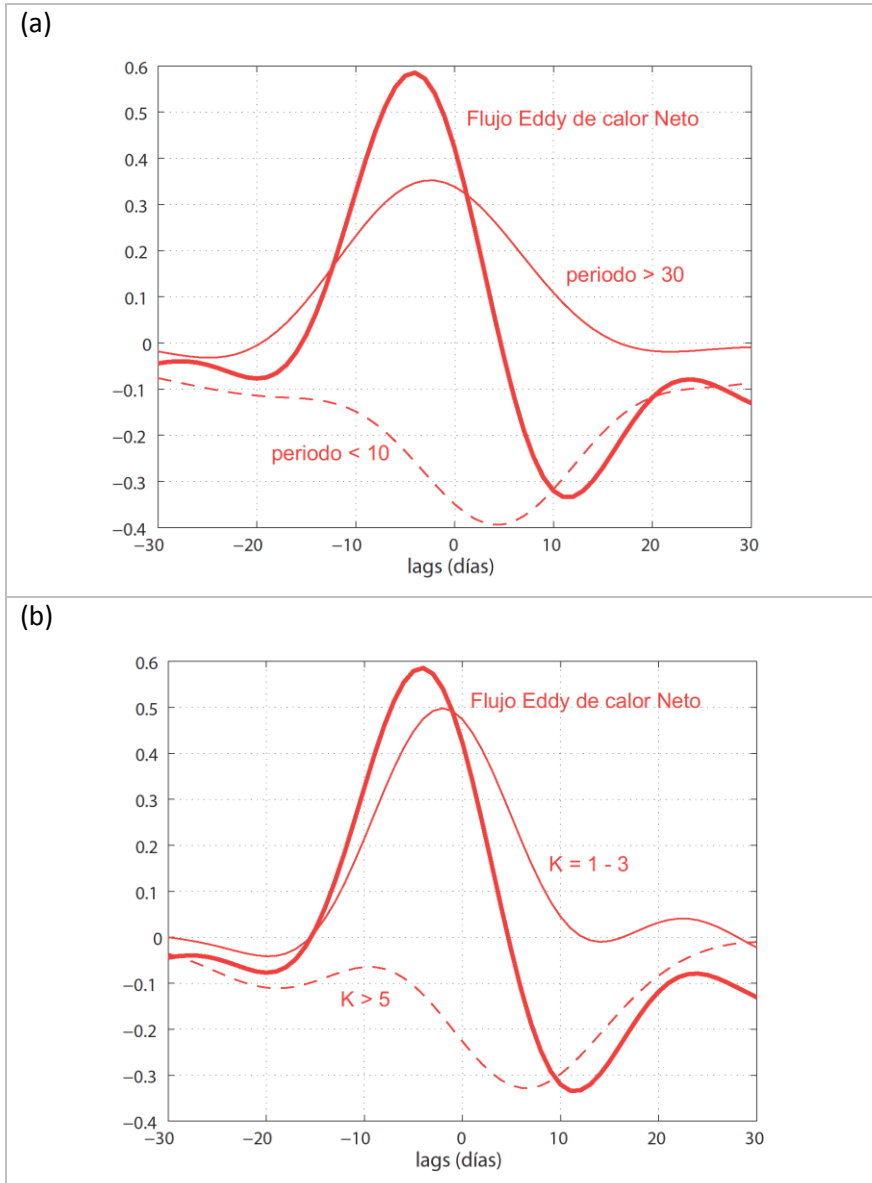


Fig. VII.5. Forzamiento debido al flujo eddy de calor neto de baja frecuencia (línea gruesa) y contribuciones de las distintas escalas espaciales y temporales. (a) Descomposición temporal entre alta frecuencia (periodos menores de 10 días, línea discontinua) y baja frecuencia (periodos mayores de 30 días, línea fina). (b) Descomposición espacial entre eddies sinópticos (número de onda mayor que 5, línea discontinua) y planetarios (ondas 1-3, línea fina) ($(K/1000\text{km})^2/\text{día}$).

4. Origen de la circulación media meridional.

Como hemos visto, el forzamiento de las anomalías baroclínicas de baja frecuencia está dominado por el calentamiento adiabático asociado a la rama vertical de la circulación media meridional. Además de al campo de temperaturas, la MMC afecta al viento zonal a través de la fuerza de Coriolis. Como es bien sabido [Holton, 2004], esta circulación es forzada tanto por las fuentes de momento como por las de temperatura, y juega un papel fundamental en el mantenimiento del balance de viento térmico.

Para entender mejor el origen de este forzamiento analizamos los ciclos de vida de la cizalladura vertical, de forma similar a lo que hicimos con la baroclinicidad pero utilizando ahora la ecuación de momento. Los términos que afectan a la variabilidad de la cizalladura están definidos en la ecuación VII.5, que de nuevo filtramos en la baja frecuencia usando un periodo de corte de 20 días.

En la Fig. VII.6 se muestra la covarianza cruzada entre la cizalladura vertical y los distintos forzamientos. Si la relación de viento térmico fuera exacta, la tendencia total (línea **NEGRA**) debería ser igual a la tendencia total de la baroclinicidad de baja frecuencia (Fig. VII.3). Como podemos ver, ambas son muy similares.

Las anomalías de cizalladura vertical son creadas por el forzamiento debido al flujo eddy de momento (línea **ROJA**), que precede al resto de forzamientos tanto en este balance como en el de la baroclinicidad. Este proceso se ve reforzado por la fricción (línea **VERDE**), que contribuye al mantenimiento de las anomalías y es el término dominante durante la etapa de declive. Finalmente, en contraste con lo que vimos para la baroclinicidad, la circulación media meridional (línea **AZUL**) amortigua las anomalías de cizalladura vertical.

Combinando estos resultados con los presentados anteriormente para la baroclinicidad podemos interpretar ambos ciclos de vida como sigue. En primer lugar, el flujo eddy de momento crea una anomalía de cizalladura, ya que su estructura vertical implica una aceleración del viento zonal más intensa en capas altas que en capas bajas. Esta anomalía de cizalladura es amplificada por la fricción en superficie, que retarda al

viento en capas bajas. Sin embargo la cizalladura vertical no puede evolucionar independientemente de la baroclinicidad: para que se mantenga el equilibrio de viento térmico, ambas variables deben mostrar la misma tendencia. Esto ocurre gracias a la circulación media meridional, que juega un doble papel, debilitando la anomalía de cizalladura y forzando una anomalía de baroclinicidad del mismo signo. Finalmente, la anomalía de baroclinicidad es amortiguada por el flujo eddy de calor de alta frecuencia y por el calentamiento diabático. De esta forma, el principal forzamiento de la baroclinicidad es el flujo eddy de momento, a través de la circulación media que fuerza. Esta dinámica es consistente con el mecanismo de realimentación baroclínico de *Robinson* [2000].

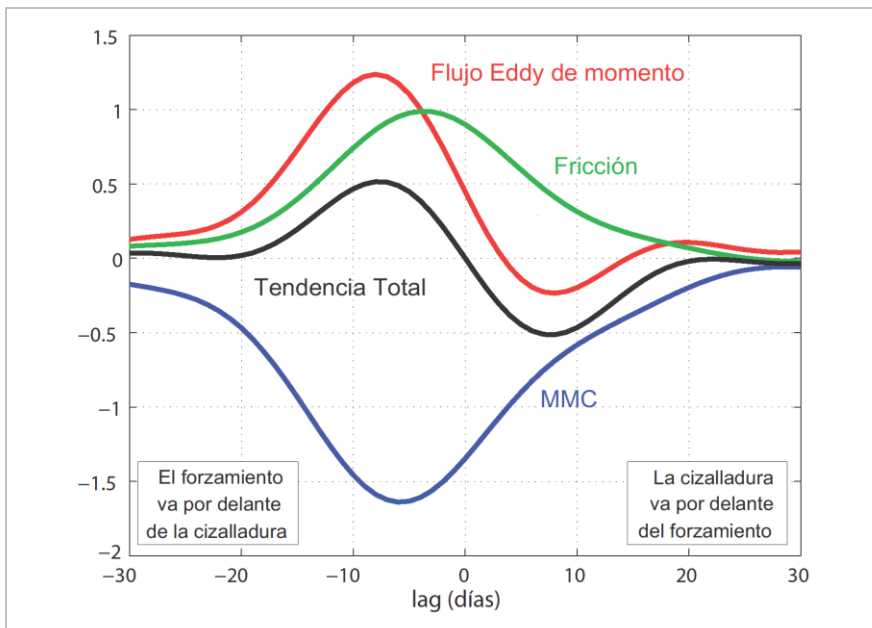


Fig. VII.6. Covarianza cruzada entre la cizalladura y sus distintos forzamientos ($(K/1000km)^2/día$) para datos filtrados con filtro Lanczos paso bajo con periodo de corte de 20 días.

5. Análisis espectral de los forzamientos.

Los resultados de secciones anteriores muestran que los ciclos de vida de las anomalías de baroclinicidad de alta y baja frecuencia siguen dinámicas distintas. Para demostrar que esta conclusión no es un artefacto del filtrado y estudiar de forma más general la sensibilidad de la dinámica

a la frecuencia, en esta sección presentamos un análisis espectral de la variabilidad de la baroclinicidad.

Si examinamos en primer lugar los espectros de potencia de los distintos forzamientos de la baroclinicidad (Fig. VII.7) podemos observar que el forzamiento debido al flujo eddy de calor domina en la alta frecuencia, lo cual es consistente con el ciclo de vida usando datos filtrados. Este forzamiento tiene una estructura similar a la descrita por *Lorenz and Hartmann* [2001] para el flujo eddy de momento, con un espectro bastante plano en escalas de tiempo entre 5 y 20 días y un máximo poco definido en escalas del orden de la semana. En este rango de frecuencias, el forzamiento se comporta aproximadamente como un ruido blanco. Además se observa un pico abrupto a frecuencias muy bajas, similar al encontrado en el capítulo anterior para las propias anomalías de baroclinicidad (Fig. VI.13). Esto podría reflejar un comportamiento “difusivo” del flujo eddy de calor en la baja frecuencia.

En contraste, los espectros de los forzamientos debidos a la circulación media meridional y al calentamiento diabático tienen una estructura de ruido rojo en todo el rango de frecuencias. En la baja frecuencia, ambos forzamientos tienen amplitud similar y mucho mayor que la de la tendencia total, lo cual es consistente con el aproximado equilibrio entre estos términos descrito por los ciclos de vida. Aunque el flujo eddy de calor domina en la alta frecuencia, los forzamientos por la circulación meridiana y el calentamiento diabático son más importantes que el flujo eddy de calor para periodos más largos que unos 25 días.

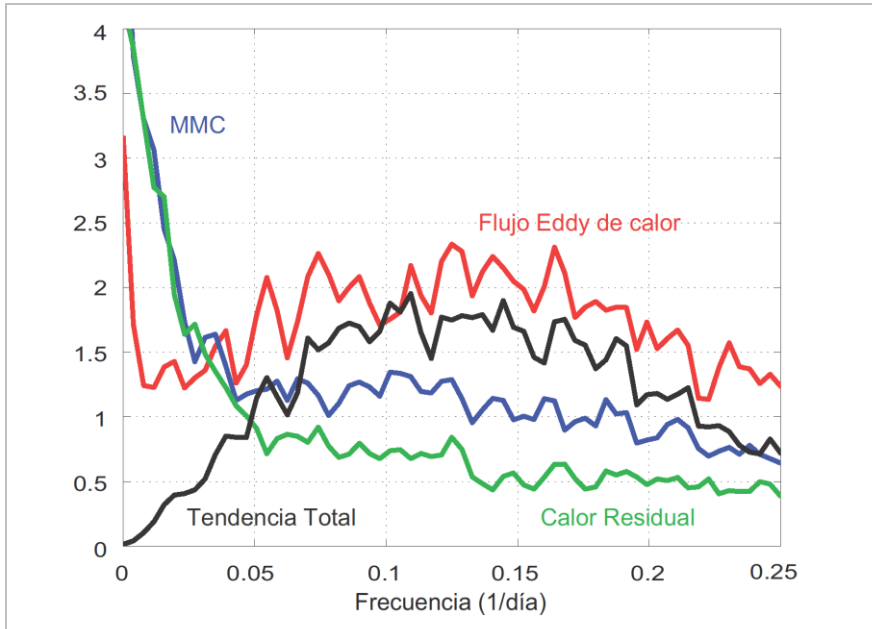


Fig. VII.7. Espectro de potencia de todos los forzamientos de la baroclinicidad.

Para analizar con más detalle la relación entre los forzamientos y la variabilidad de la baroclinicidad en función de la frecuencia usamos espectros cruzados siguiendo el formalismo introducido en la sección VII.1. La parte real (coespectro) del espectro cruzado entre la baroclinicidad y el forzamiento del flujo eddy de calor (Fig. VII.8a) es positiva, indicando que este forzamiento varía en fase con la baroclinicidad y conduce sus anomalías para todas las frecuencias. Esto puede resultar un poco sorprendente porque cabría esperar que el flujo eddy de calor se opusiera a / amortiguara las anomalías de baroclinicidad de baja frecuencia. Sin embargo, debemos recordar que el forzamiento debido al flujo eddy de calor incluye contribuciones de eddies de todas las escalas espaciales y temporales. Si separamos como antes entre las contribuciones de los eddies de alta y baja frecuencia (Fig. VII.9a) y las de los eddies sinópticos y planetarios (Fig. VII.9b), podemos confirmar que los eddies sinópticos amortiguan las anomalías de baroclinicidad de baja frecuencia y que el signo positivo del coespectro en este rango de frecuencias se debe a los eddies planetarios.

Por otra parte, el coespectro con el forzamiento por la circulación media meridional muestra que este forzamiento juega un papel distinto en la alta y baja frecuencia. En la alta frecuencia el coespectro es negativo, indicando que la circulación media meridional amortigua las anomalías de baroclinicidad. En cambio, en la baja frecuencia (periodos más largos que unos 25 días) el coespectro es positivo, indicando que este forzamiento conduce las anomalías de baroclinicidad, como ya vimos con los ciclos de vida filtrados. Además podemos ver que el coespectro de este forzamiento domina al del flujo eddy de calor en las escalas más largas. Finalmente, el coespectro con el forzamiento diabático es negativo excepto en la alta frecuencia, cuando este término es pequeño (Fig. VII.7) y el espectro cruzado en general poco significativo (Fig. VII.10).

Si analizamos la componente fuera de fase (parte imaginaria) del espectro cruzado (Fig. VII.8b), podemos ver que ésta está dominada por el forzamiento del flujo eddy de calor en todas las frecuencias. Finalmente la Fig. VII.10 muestra la coherencia espectral cuadrática de los distintos espectros cruzados, así como los niveles de significación del 95% y 99%. Como podemos ver los espectros cruzados son en general muy significativos, con las siguientes excepciones: el del flujo eddy de calor a muy baja frecuencia, el del calentamiento diabático en la alta frecuencia (exceptuando las más altas), y el de la circulación meridional en el rango de frecuencias en que cambia de signo.

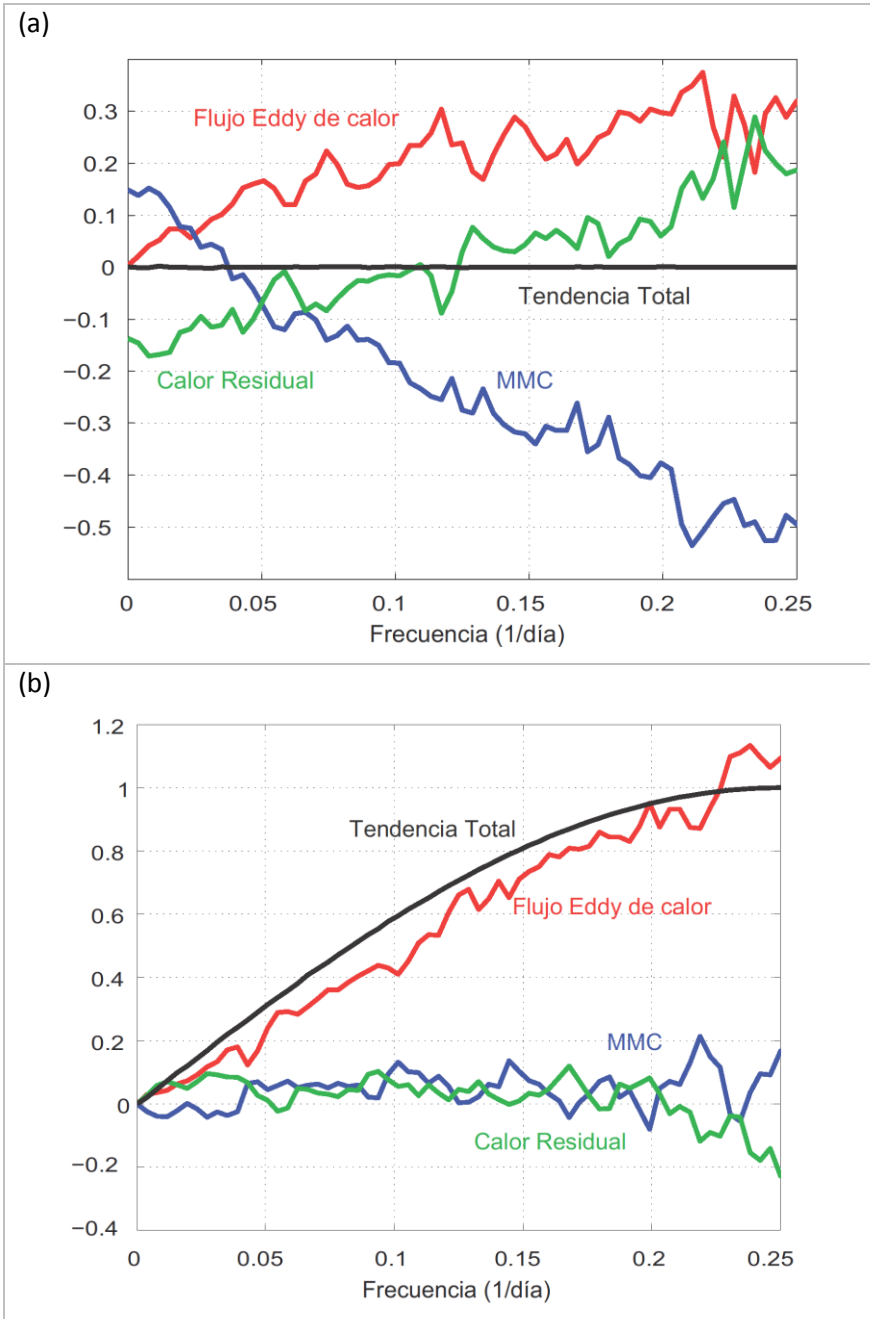


Fig. VII.8. Espectros cruzados entre los distintos forzamientos y la baroclinicidad, normalizados por la potencia de la baroclinicidad (ver Ec. VII.2), en días⁻¹. (a) Parte real y (b) parte imaginaria.

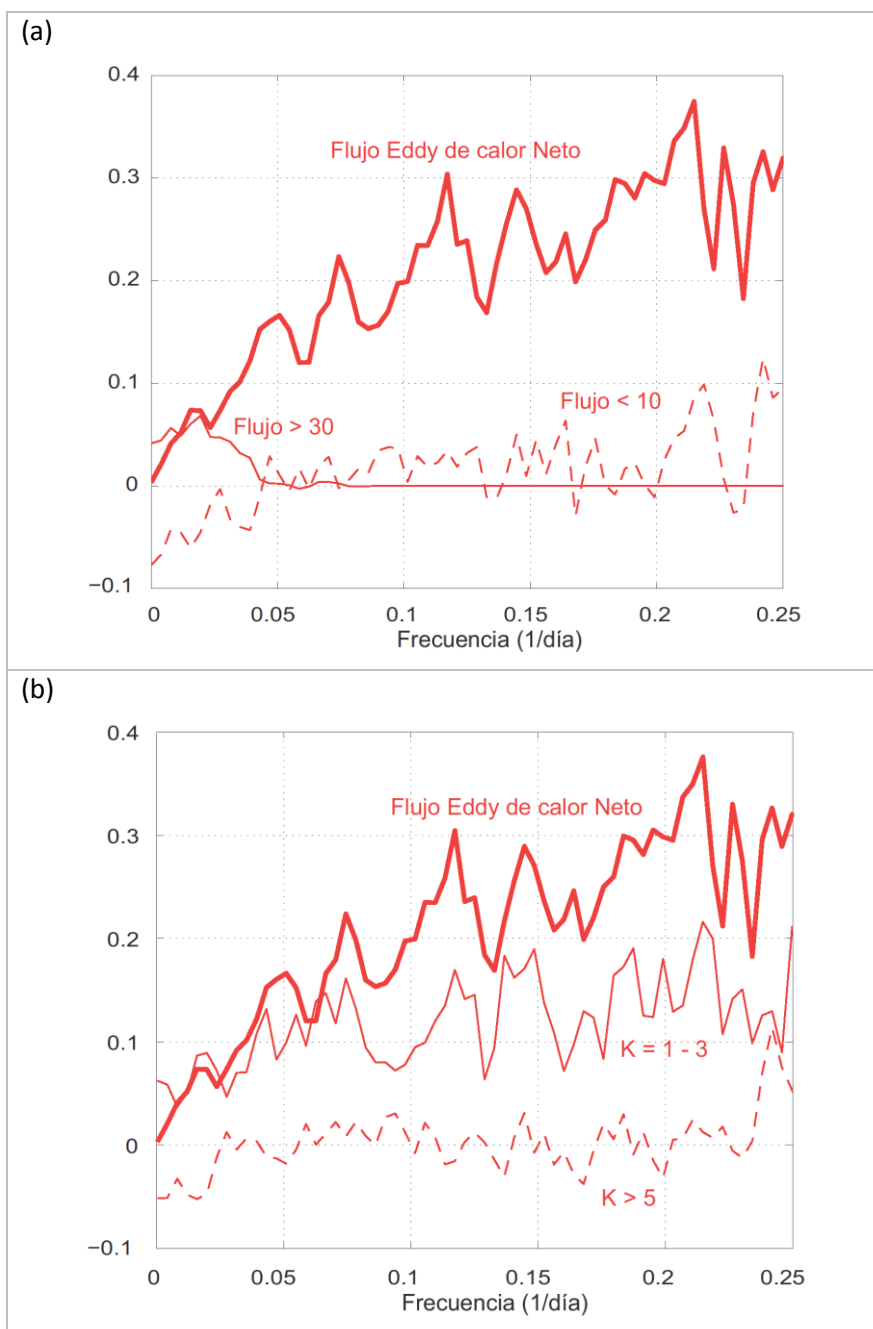


Fig. VII.9. Parte real del espectro cruzado normalizado entre la baroclinicidad y el flujo eddy total de calor y las distintas contribuciones dependiendo de la escala (a) temporal y (b) espacial de los eddies.

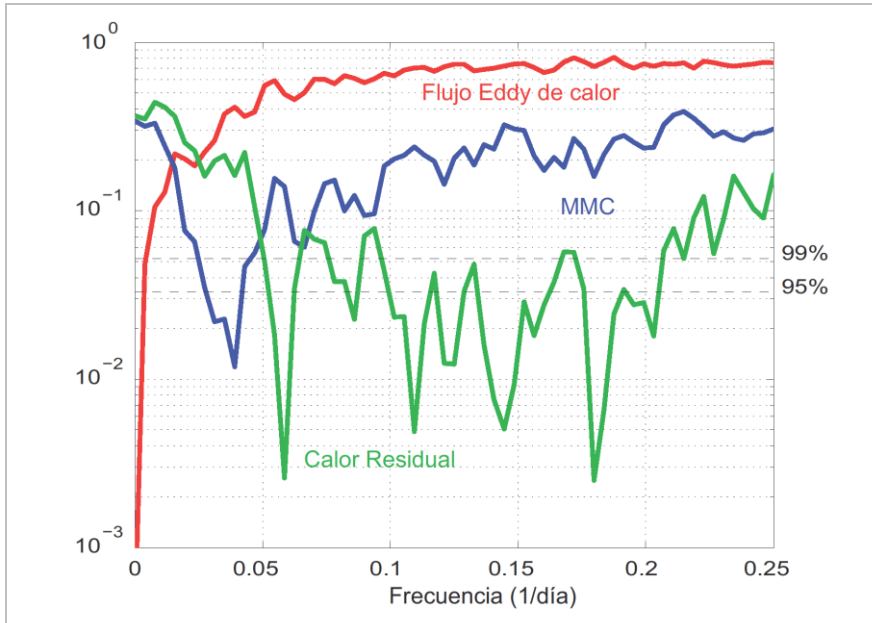


Fig. VII.10. Coherencia espectral cuadrática de los espectros cruzados y niveles de significación.

6. Análisis del forzamiento diabático.

Como se mostró en la sección VII.2, el calentamiento diabático es el término dominante en el amortiguamiento de las anomalías de baroclinicidad de baja frecuencia, jugando un papel más importante que el flujo eddy calor por los eddies sinópticos. Esto contrasta con los resultados de simulaciones con modelos idealizados, en las que este término es en general muy pequeño y las anomalías de baroclinicidad de baja frecuencia son amortiguadas fundamentalmente por el flujo eddy de calor [Zurita-Gotor, 2014]. Xia and Chang [2014] argumentan que la falta de amortiguamiento diabático podría explicar la excesiva persistencia del índice zonal en los modelos idealizados [Gerber and Vallis, 2007]. En esta sección analizaremos cuáles son los procesos físicos implicados.

El calentamiento diabático tiene varias componentes. Como vimos en el estado actual del conocimiento, la radiación de onda corta es en último término responsable del gradiente térmico latitudinal. Sin embargo, la mayor parte de esta radiación se emplea en calentar la superficie terrestre, y sólo una pequeña fracción de ella afecta directamente a la atmósfera. Para entender el balance de calor

atmosférico es necesario por tanto considerar también el intercambio energético con la superficie y el papel clave de la generación de calor latente mediante condensación [Trenberth and Stepaniak, 2003; 2004]. El enfriamiento de la atmósfera está vinculado a la radiación de onda larga, que escapa al espacio en todas las latitudes.

En la Fig. VII.11 se indican de forma esquemática los principales términos diabáticos y se cuantifican sus contribuciones al balance global de calor. Los términos que afectan a la atmósfera son:

- El flujo de calor sensible en la superficie.
- El calentamiento mediante condensación (calor latente).
- La absorción de radiación de onda corta.
- El enfriamiento mediante radiación de onda larga.

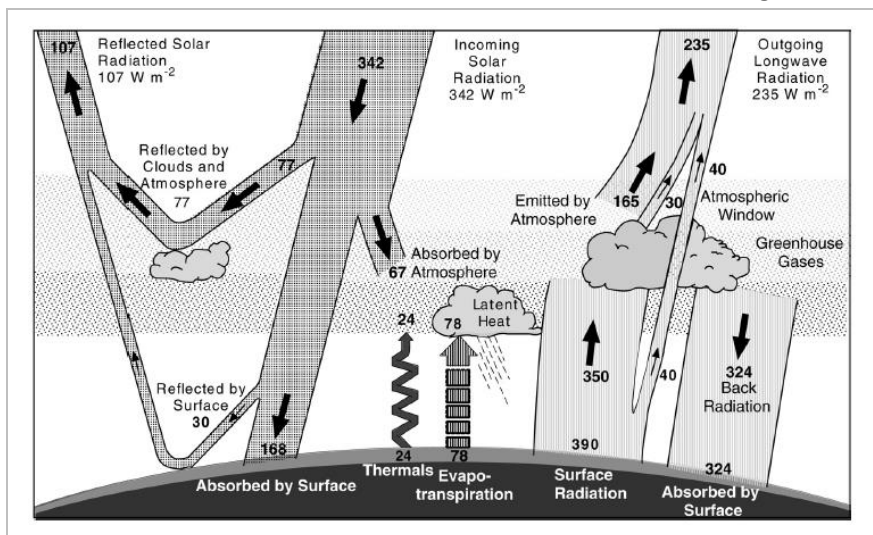


Fig. VII.11. Contribución de los distintos procesos físicos al balance global de calor [Trenberth and Stepaniak, 2004].

En el análisis de los ciclos de vida de la baroclinicidad se estimó el forzamiento diabático como el residuo del balance de calor en el nivel de referencia de 600hPa. No es posible evaluar la contribución de cada uno de los procesos físicos a dicho forzamiento porque el reanálisis sólo proporciona información sobre el balance global de la columna. Pese a ello, el calentamiento global de la columna puede ofrecer información relevante para entender la composición del residuo ya que la variabilidad

de la baroclinicidad tiene estructura profunda y los EOFs bidimensionales y en el nivel de referencia están altamente correlacionados (capítulo VI).

Por ello, hemos calculado las componentes del balance de calor de la columna usando datos del reanálisis. Para la radiación, se ha considerado la radiación neta de onda corta y de onda larga en toda la columna, teniendo en cuenta tanto la radiación entrante como la saliente, en la superficie y al espacio. El calor debido a la condensación se ha estimado como el calor necesario para producir la cantidad de agua que precipita en cada punto, considerando que se produce la condensación en el mismo lugar donde se observa la precipitación. Aunque esta aproximación no es muy exacta, el error es poco importante para nuestro estudio ya que consideramos medias zonales.

La Fig. VII.12 muestra la climatología de los distintos términos diabáticos, cuyos valores promedio están en consonancia con el balance global (Fig. VII.11). El calor de condensación (línea AZUL) y la radiación de onda corta (línea NARANJA) son los términos de calentamiento más importantes y disminuyen con la latitud, produciendo baroclinicidad. El enfriamiento debido a la radiación de onda larga (línea VERDE) también tiene una importante estructura latitudinal. El calor sensible (línea ROJA) es positivo en latitudes bajas y negativo en latitudes altas, reflejando el cambio de signo del contraste tierra-atmósfera entre trópicos y polos. Aunque este término es menor que los anteriores, su pendiente (que es lo relevante para la baroclinicidad) es comparable. Además, este término puede ser localmente muy intenso sobre las *storm tracks* [Swanson and Pierrehumbert, 1997], fuertemente constreñidas por el gradiente de temperatura marina en superficie [Nakamura and Shimpō, 2004]. La suma de todos los térmicos, o calentamiento neto (línea NEGRA) es equilibrada por el transporte dinámico de calor.

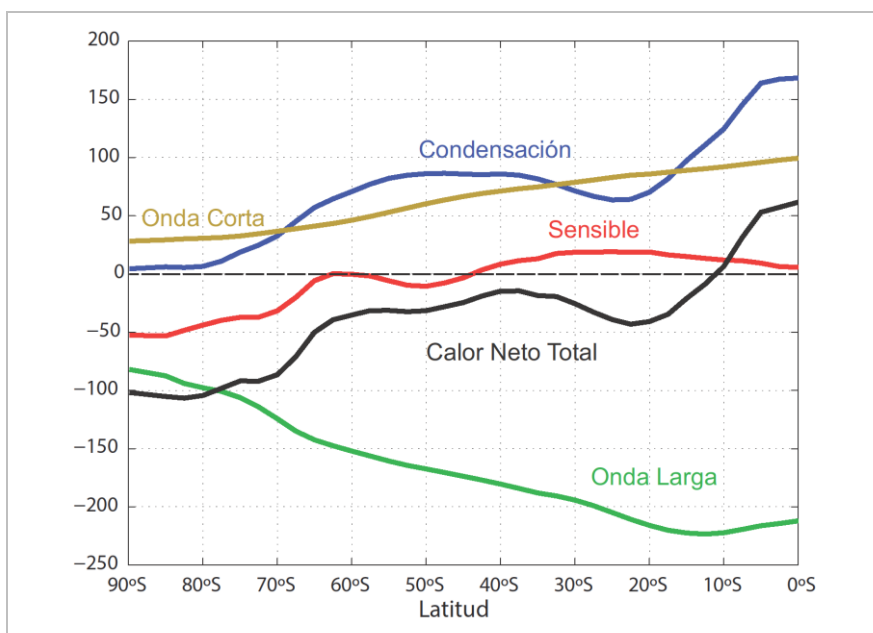


Fig. VII.12. Contribución de los distintos procesos diabáticos al balance energético en el hemisferio sur (W/m^2).

Para estudiar la influencia de estos calentamientos en la variabilidad de la baroclinicidad proyectamos sus derivadas en el primer EOF de ésta, como hicimos con el resto de términos. Se ha encontrado una correlación de 0,661 entre la PC1 del calentamiento neto total (suma de todos los términos diabáticos) y la del forzamiento obtenido anteriormente como residuo. Si filtramos nuestras series con el filtro paso alto la correlación se reduce al 0,601, mientras que en la baja frecuencia la correlación es mayor (0,776). Esta alta correlación legitima el uso del balance de calor de la columna para estudiar la composición del residuo.

Así, se ha calculado la covarianza cruzada de cada uno de los términos con la baroclinicidad (Fig. VII.13). El calentamiento debido a la radiación de onda corta refuerza las anomalías de baroclinicidad, aunque su impacto es muy pequeño. Todos los demás términos amortiguan la variabilidad de la baroclinicidad con magnitudes comparables y su suma, el calentamiento neto, exhibe una estructura bastante similar al forzamiento determinado como residuo (comparar con Fig. VII.1). El amortiguamiento debido al flujo sensible de calor domina al forzamiento por radiación infrarroja para desfase cero, pero este último es más

persistente. Es interesante también que el término de calor latente varía con una estructura igual y opuesta a la del forzamiento dinámico por la circulación media meridional, sugiriendo que los cambios en su estructura podrían modular las anomalías de precipitación.

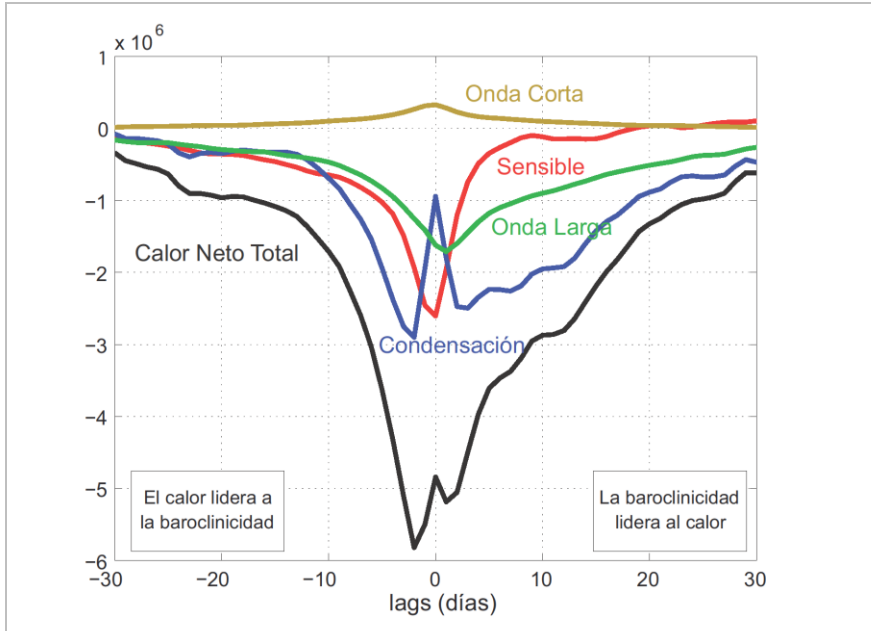


Fig. VII.13. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y los distintos términos de calentamiento ($\text{W/m}^3 \cdot \text{K}/(1000\text{km} \cdot \text{día})$).

Si nos concentramos en la baja frecuencia (Fig. VII.14), cuando el forzamiento diabático es más importante, podemos observar que el término dominante es el debido al calor latente (sin ser los otros despreciables). Dado que la condensación ocurre a nivel local y en escalas de tiempo sinópticas, la importancia del término latente en la baja frecuencia apunta a la posible reorganización de las *storm tracks* durante la variabilidad del índice zonal. Estos resultados son consistentes con la hipótesis de Xia and Chang [2014] de que los procesos húmedos reducen la persistencia de la variabilidad del índice zonal.

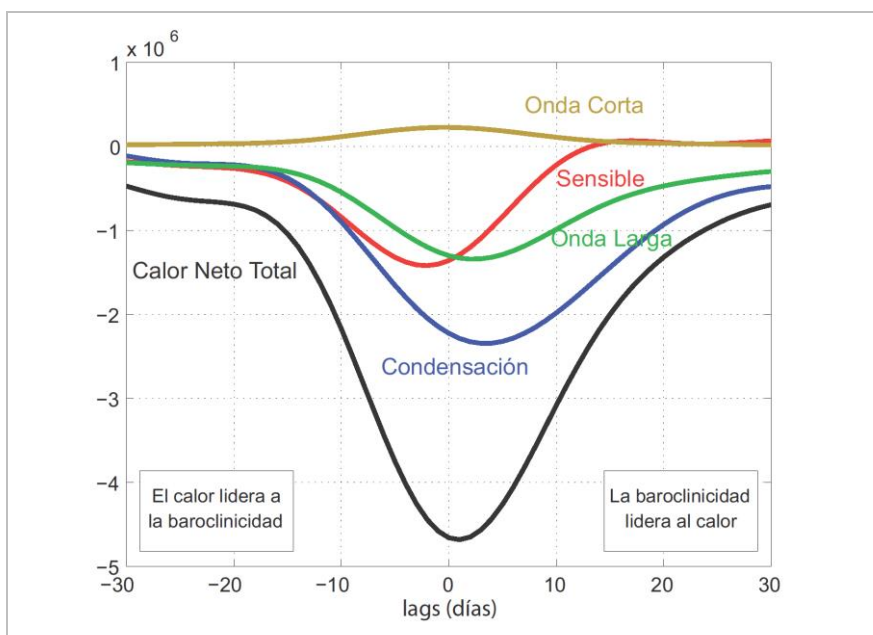


Fig. VII.14. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y los distintos términos de calentamiento para datos filtrados paso bajo con periodo de corte de 20 días ($\text{W/m}^3 \cdot \text{K}/(1000\text{km} \cdot \text{día})$).

7. Ciclos de vida por estaciones.

Como vimos en el capítulo anterior, la climatología de la baroclinicidad varía con la estación. En el verano austral su estructura es más zonal, con un máximo en torno a 50°S , mientras que en invierno la estructura es más asimétrica y se observan dos regiones baroclínicas diferenciadas en el Pacífico. Estas diferencias en la climatología van acompañadas también de diferencias en la variabilidad: el primer EOF (desplazamiento) es más persistente y explica más varianza en verano que en invierno. En esta sección compararemos los ciclos de vida de la baroclinicidad para ambas estaciones.

En la Fig. VII.15 se muestran los ciclos de vida de las anomalías de baroclinicidad de baja frecuencia para el verano e invierno austral. En el verano, el ciclo de vida es cualitativamente similar al que describimos para la media anual. La principal diferencia es que el forzamiento debido a la circulación media meridional y el amortiguamiento diabático que lo equilibra son mayores que en la media anual, tanto en términos absolutos como en relación a la tendencia total (similar en ambos casos). Esto es

consistente con la mayor persistencia de las anomalías de baroclinicidad en la estación de verano.

En el invierno austral el forzamiento por la circulación media meridional está muy debilitado. Aunque esto es consistente con la menor persistencia en esta estación, la comparación no es obvia porque existen además diferencias cualitativas importantes con los casos previos. El flujo eddy meridional de calor tiene una estructura distinta y mayor intensidad, y el flujo eddy vertical de calor ya no es despreciable. Esto último sugiere que los cambios en la estratificación podrían ser importantes para la variabilidad, en cuyo caso una definición de la baroclinicidad basada únicamente en el gradiente térmico meridional podría no ser la más adecuada. Es también interesante que el nuevo término debido al flujo eddy vertical de calor tiende a compensar la reducción en el amortiguamiento diabático, de forma que la suma de ambos amortiguamientos tiene magnitud y estructura similares al forzamiento diabático en otras estaciones. Esto es consistente con la noción de que el flujo vertical de calor de gran escala es más importante para la determinación de la estratificación en invierno, mientras que el transporte convectivo es más importante en verano.

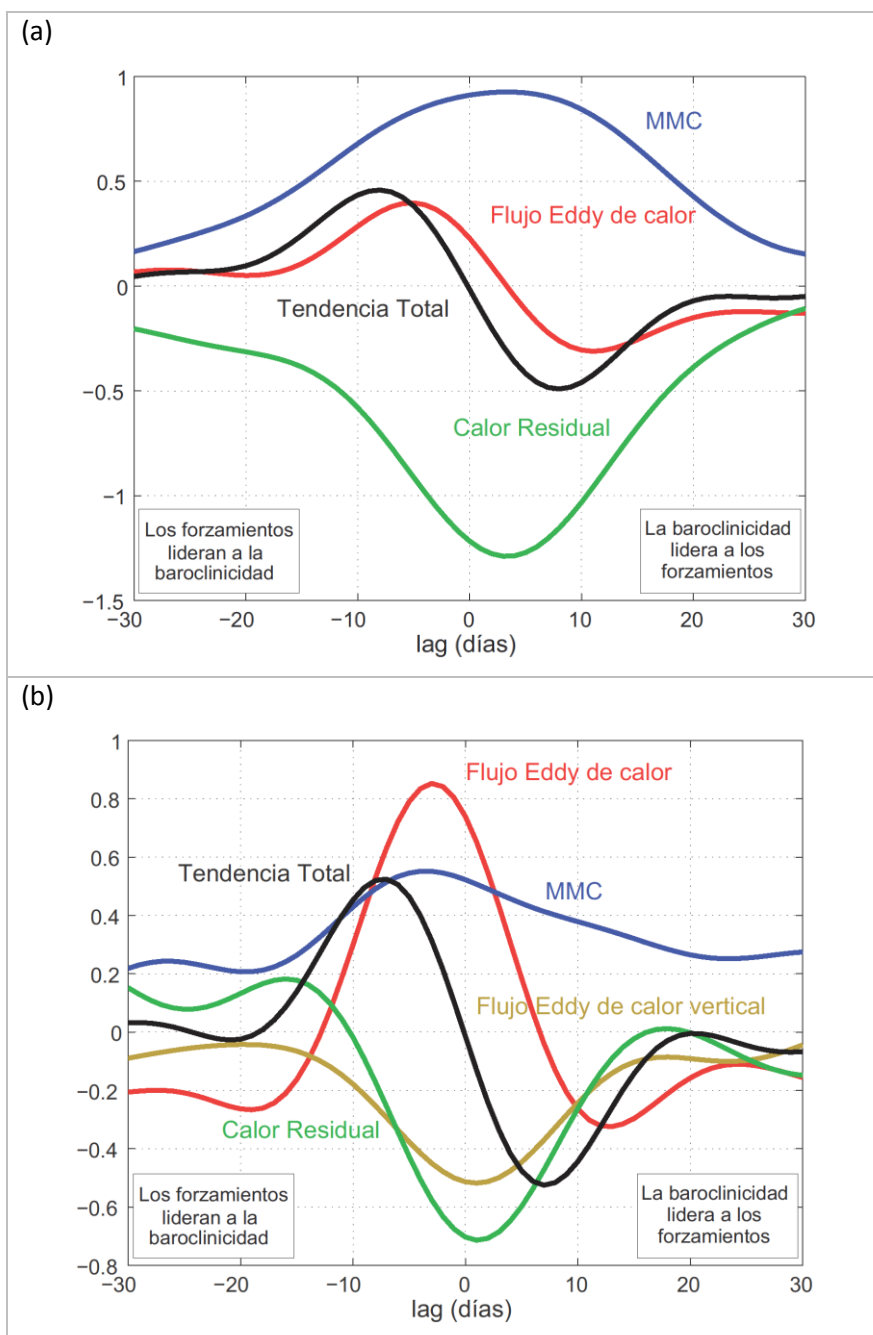


Fig. VII.15. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y los distintos forzamientos para datos filtrados paso bajo con periodo de corte de 20 días en (a) verano e (b) invierno austral.

VIII. Extensión al Hemisferio Norte.

Hemos mostrado en capítulos anteriores que la variabilidad interna de la baroclinicidad en el hemisferio sur es consistente con el mecanismo baroclínico de realimentación de *Robinson* [2000]. Este mecanismo es capaz además de explicar las diferencias de persistencia del índice zonal entre el invierno y verano austral. Nuestra motivación para estudiar dicho hemisferio es que la teoría de Robinson es más aplicable en una configuración de simetría zonal. Sin embargo, desde un punto de vista de impactos el estudio del hemisferio norte es más relevante dada nuestra situación geográfica. Una cuestión de gran interés práctico es hasta qué punto la persistencia de la variabilidad intraestacional de la NAO podría verse afectada por esta dinámica baroclínica, y cómo podría ello afectar a su predictibilidad.

En este capítulo abordamos la extensión del análisis anterior al hemisferio norte (HN). Como veremos, la situación es mucho más complicada en este hemisferio debido a la ruptura de la simetría zonal. Aunque los dos primeros modos de variabilidad de la baroclinicidad tienen una estructura de ondas similar a la encontrada en el hemisferio sur, la pobre separación entre ellos en este caso hace que la fase de la onda sea arbitraria, y los ciclos de vida ambiguos. Dado que esta falta de separación podría deberse en parte a la contaminación entre las cuencas al tomar la media zonal, hemos desarrollado un formalismo alternativo basado en el promedio de baroclinicidad a lo largo de la cuenca. Sin embargo, se ha encontrado que la interpretación de los términos en este formalismo es ambigua debido al impacto de las ondas planetarias. Esta dificultad está presente incluso en el escenario de mayor simetría zonal: el hemisferio sur durante el verano austral.

1. Análisis global del hemisferio norte en invierno.

El hemisferio norte tiene mucha mayor variabilidad estacional que el hemisferio sur, de forma que la dinámica baroclínica de gran escala tiene una importancia secundaria en el verano boreal [*Peixoto and Oort*, 1992]. Por este motivo, restringiremos nuestro análisis en este hemisferio

al invierno extendido (NDJFMA²¹), que abarca desde noviembre hasta abril. Es importante notar que es precisamente en esta estación cuando es más intensa la circulación de Hadley. Como ya vimos en el hemisferio sur durante el invierno austral, esto complica el análisis debido a la coexistencia de los chorros subtropical y extratropical.

Esta complejidad es aparente en la estructura climatológica de la baroclinicidad (Fig. VIII.1), caracterizada por un máximo en capas altas en la región subtropical y dos máximos diferenciados en superficie. La baroclinicidad ha sido definida aquí como el gradiente latitudinal de la temperatura potencial (sin cambio de signo), por lo que es negativa en toda la troposfera.

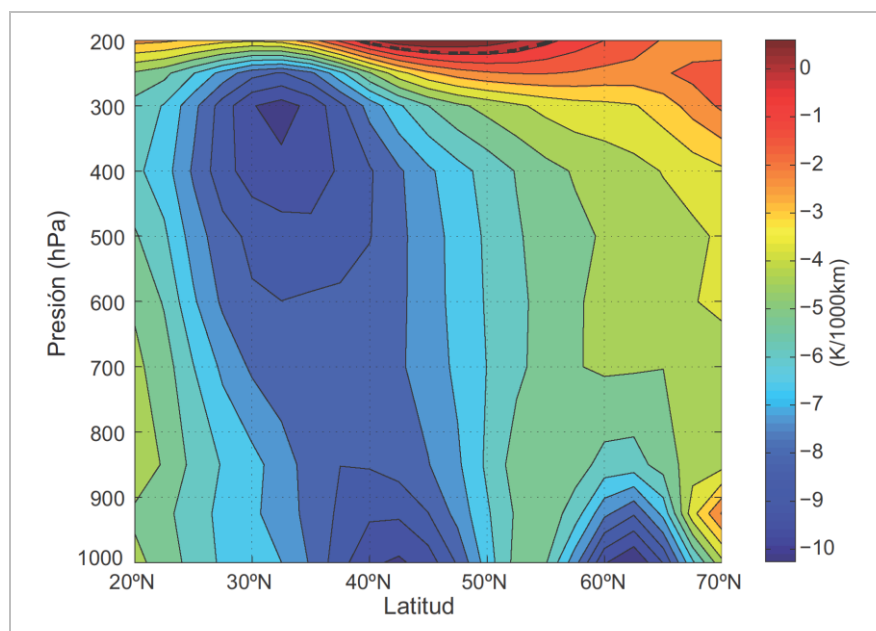


Fig. VIII.1. Climatología de la baroclinicidad (K/1000km) para el invierno extendido del HN, en función de latitud y presión.

Los dos primeros modos de variabilidad de la baroclinicidad a 600hPa (Fig. VIII.2) tienen una estructura de ondas similar a la del HS. Sin embargo, no es posible interpretar estos modos como desplazamientos o pulsaciones puros de la baroclinicidad como en el HS porque sus nodos y extremos se encuentran desfasados respecto de los máximos de la

²¹ Siglas del término inglés: November-December-January-February-March-April.

baroclinicidad climatológica. Además, debido a la pobre separación de los modos (varianzas explicadas del 30,7% y 27,0%, respectivamente), cualquier combinación lineal de ellos, es decir, cualquier fase de la estructura harmónica, explicaría una varianza similar [North *et al.*, 1982].

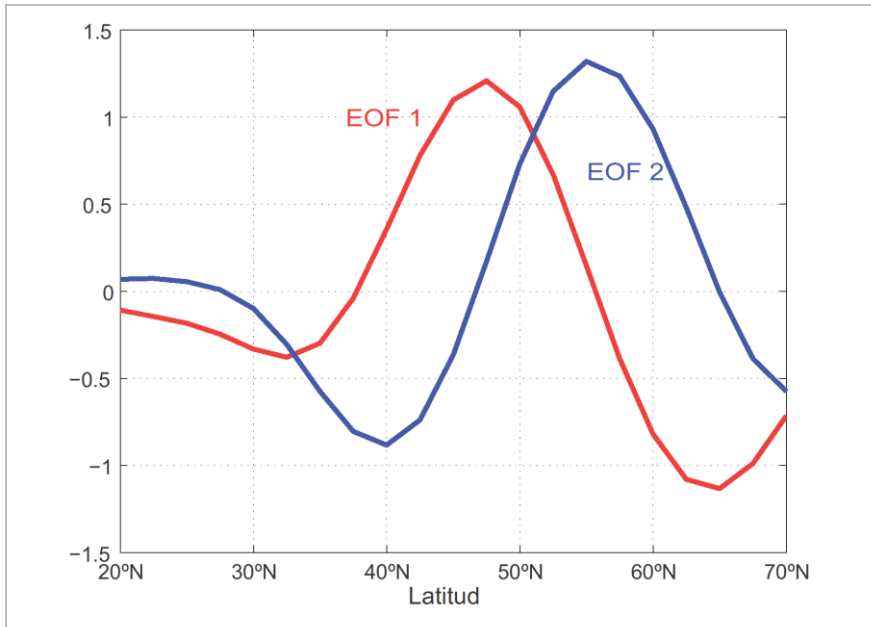


Fig. VIII.2. Primer y segundo modo de variabilidad de la baroclinicidad ($K/1000km$) a 600hPa en el HN durante el invierno extendido.

En la revisión de Trenberth *et al.* [1998] se muestran evidencias de que el fenómeno ENSO influye en la baroclinicidad del HN. Ante la posibilidad de que esta variabilidad afectara a los resultados, hemos repetido el análisis anterior eliminando la señal ENSO mediante regresión lineal. Los modos de variabilidad y las varianzas explicadas cambian muy poco (no mostrado).

Un factor que podría explicar en parte la pobre separación entre los modos es la mezcla en la media zonal de las dinámicas de las cuencas atlántica y pacífica, en las que las *storm tracks* tienen distinta estructura y/o se sitúan a distintas latitudes. Las Fig. VIII.3 y Fig. VIII.4 muestran diferencias notables en la estructura de la baroclinicidad climatológica a 600hPa entre ambas cuencas durante el invierno extendido. Mientras que en el Pacífico la baroclinicidad es más simétrica y tiene un máximo en torno a la latitud de 35°N, en el Atlántico la baroclinicidad se sitúa a

latitudes más altas y se inclina meridionalmente hacia el polo con la longitud. Estas diferencias en la estructura de la baroclinicidad se asocian a diferencias en las dinámicas de ambas *storm tracks* [Chang *et al.*, 2002]. En el Pacífico la circulación de Hadley es localmente intensa, los eddies parten de amplitud pequeña al oeste de la cuenca, y los flujos eddy de momento son relativamente débiles. Por estos motivos no existe un chorro extratropical diferenciado del chorro subtropical en esta cuenca, sino un único chorro con características mixtas. En cambio, en el Atlántico los flujos eddy de momento son más importantes y el chorro extratropical se encuentra mejor definido. Pese a ello, y en contraste con el HS, la dinámica no es homogénea a lo largo de la cuenca y los flujos eddy de momento son mucho mayores al este que al oeste de la cuenca. *Orlanski* [1998] atribuye la inclinación hacia el polo de la *storm track* atlántica a esta asimetría zonal en el flujo de momento.

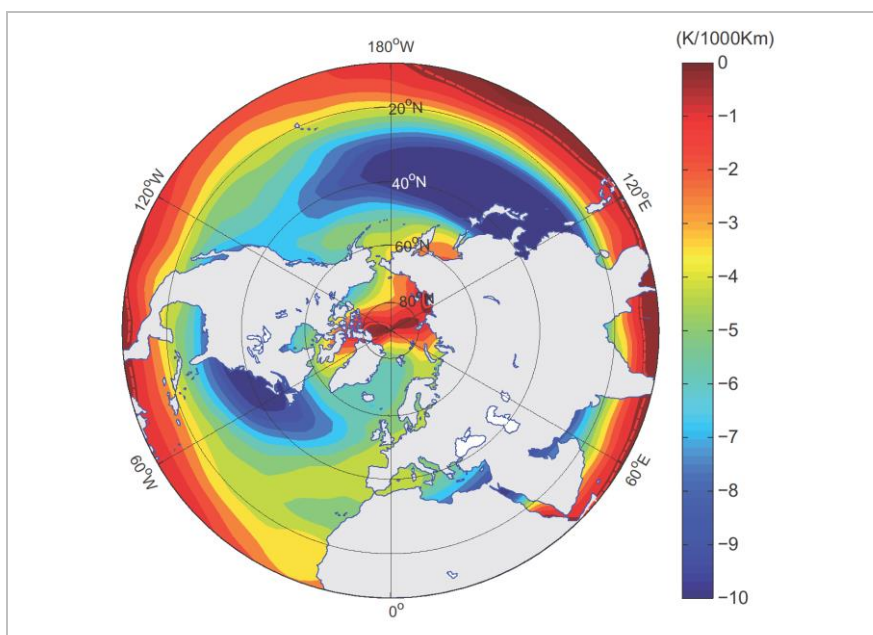


Fig. VIII.3. Climatología de la baroclinicidad (K/1000 km) a 600hPa durante el invierno extendido en función de longitud y latitud para el HN.

Definiendo la cuenca atlántica como la región comprendida entre 100°W y el meridiano de Greenwich y la cuenca pacífica entre 120°E y 120°W, se han calculado los EOFs de forma independiente para cada

cuenca (Fig. VIII.7). Estos EOFs explican un 37,1% y un 33,4% en el caso del Atlántico, y un 31,8% y un 29,0% en el caso del Pacífico, por lo que no están tampoco bien separados. Por distintos motivos, la configuración en ambas cuencas difiere del modelo teórico de *Robinson* [2000] basado en un chorro puramente extratropical y con simetría zonal. Aun así, esperaríamos que la teoría funcionara mejor cuando es aplicada independientemente a cada cuenca que cuando se aplica a la media zonal. En la siguiente sección se desarrolla el formalismo necesario.

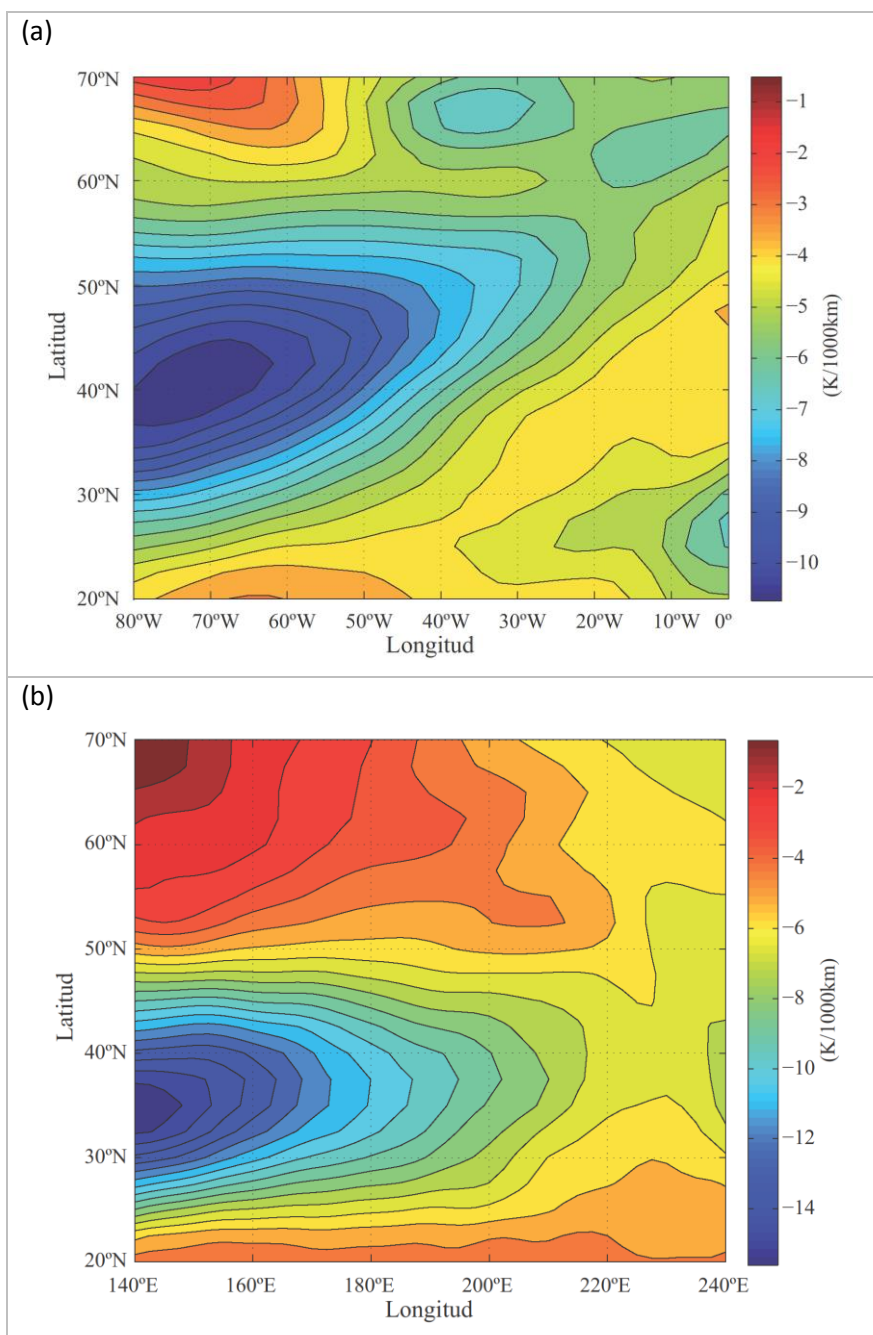


Fig. VIII.4. Climatología de la baroclinicidad (K/1000 km) a 600hPa durante el invierno extendido en función de longitud y latitud para (a) la cuenca atlántica y (b) la cuenca pacífica del HN.

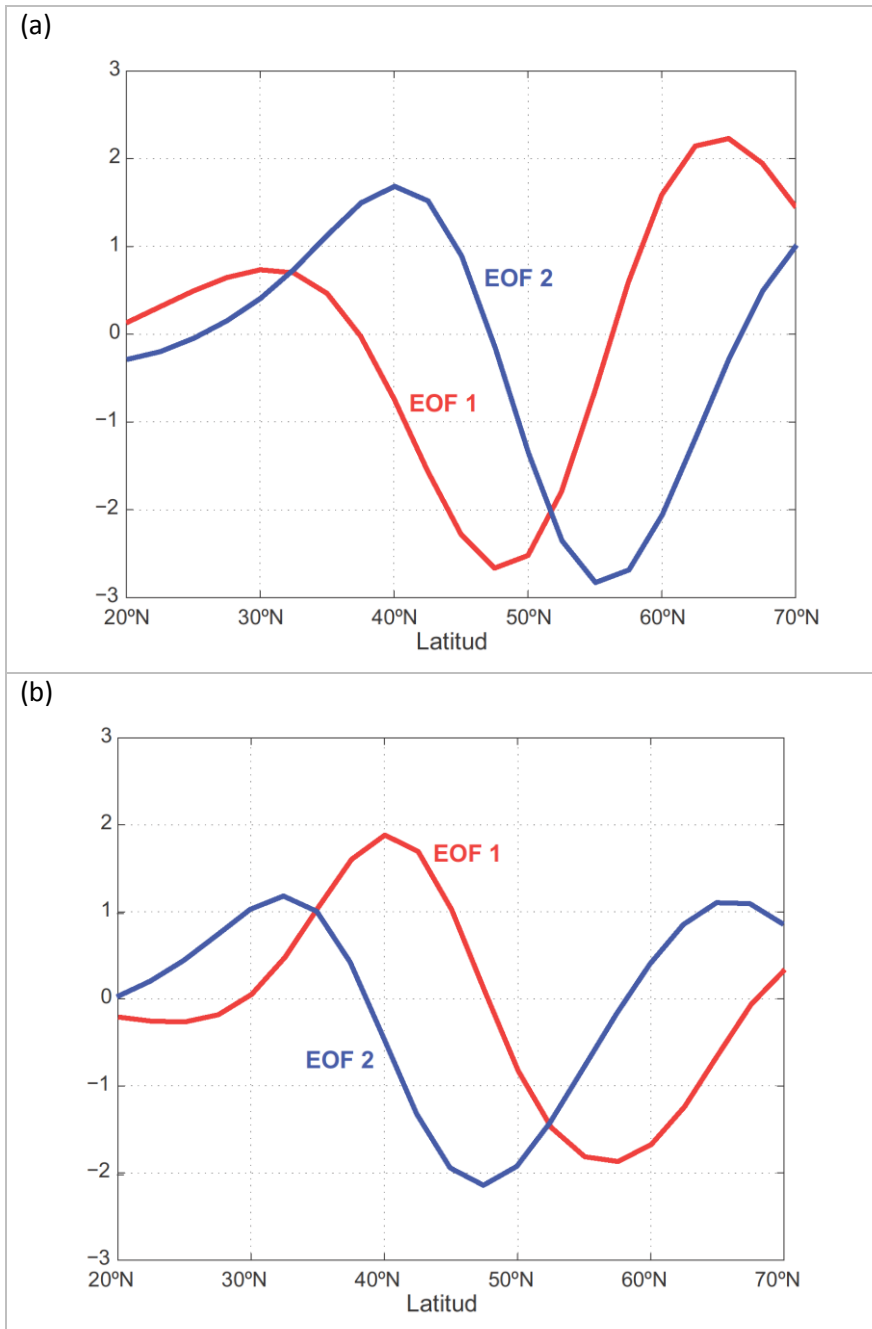


Fig. VIII.5. EOFs de la baroclinicidad ($K/1000 \text{ km}$) a 600hPa durante el invierno extendido para (a) la cuenca atlántica y (b) la cuenca pacífica del HN.

2. Desarrollo matemático por cuencas.

Con objeto de analizar la variabilidad de la baroclinicidad zonal media a lo largo de una cuenca, en esta sección derivamos una ecuación para esta variable siguiendo el procedimiento del capítulo anterior. Para ello promediamos la ecuación termodinámica en coordenadas esféricas zonalmente entre las longitudes (λ_0 , λ_f) que delimitan la cuenca y derivamos latitudinalmente. La única diferencia respecto al caso anterior es que al promediar zonalmente entre dos longitudes distintas en vez de a lo largo del paralelo las derivadas zonales no se anulan, apareciendo contribuciones adicionales en los extremos de la cuenca. Además descomponemos todas las variables en su promedio zonal a lo largo de la cuenca, y la anomalía respecto a dicho promedio. Usaremos la notación del capítulo anterior (por ejemplo: $\theta = [\theta] + \theta'$), reconociendo que la definición de media y anomalía no es única y depende de los valores específicos de λ_0 y λ_f considerados, aunque por claridad no se indique esta dependencia en la notación. De esta forma se obtiene la ecuación:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial [\theta]}{a \partial \phi} = & - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{[v]}{a} \frac{\partial [\theta]}{\partial \phi} \right) - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial [v' \theta' \cos \phi]}{\partial \phi} \right) \\ & - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left([\omega] \frac{\partial [\theta]}{\partial p} \right) - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{\partial [\omega' \theta']}{\partial p} \right) \\ & + \frac{\partial}{a \partial \phi} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^k \frac{Q}{c_p} \right] \\ & - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{[u](\theta_f - \theta_0)}{a \cos \phi} \right) - \frac{\partial}{a \partial \phi} \left(\frac{u_f' \theta_f' - u_0' \theta_0'}{a \cos \phi} \right) \end{aligned} \quad \text{VIII.1.}$$

Los términos que aparecen en negro en Ec. VIII.1 son análogos a los obtenidos en el capítulo anterior, excepto por el diferente promedio. Además aparecen términos nuevos (resaltados en rojo en la última línea), que involucran a los valores de las variables en los extremos de la cuenca (λ_0 , λ_f). Ello se indica mediante un subíndice.

El primero de estos términos representa la generación de baroclinicidad por el flujo medio zonal debido al gradiente térmico entre los extremos de la cuenca, y lo denominaremos “advección zonal media”. El segundo término representa la diferencia en el flujo eddy zonal entre los extremos de la cuenca, y lo denominaremos “flujo zonal eddy”.

Todos estos términos se procesan de la misma forma que en el capítulo anterior: proyectándolos en el primer EOF de la baroclinicidad y sustrayendo el ciclo estacional medio a la serie de datos resultante. El término diabático es calculado de nuevo como un residuo en Ec. VIII.1.

3. Ciclos de vida por cuencas.

Se ha intentado aplicar el formalismo anterior al HN usando varias convenciones, encontrando resultados poco robustos y difíciles de interpretar. Para ilustrar estas dificultades, en esta sección aplicaremos la metodología al hemisferio sur durante el verano austral. Este es el escenario en el que se observa una dinámica con mayor homogeneidad zonal, por lo que esperaríamos que el análisis por cuencas ofreciera resultados parecidos a los obtenidos en el análisis global (Fig. VII.15a).

Para realizar este análisis se han elegido las siguientes dos cuencas, indicadas en la Fig. VIII.6:

- Zona 1: Atlántico-Índico (longitudes 60°W - 120°E)
- Zona 2: Pacífico (longitudes 120°E - 60°W)

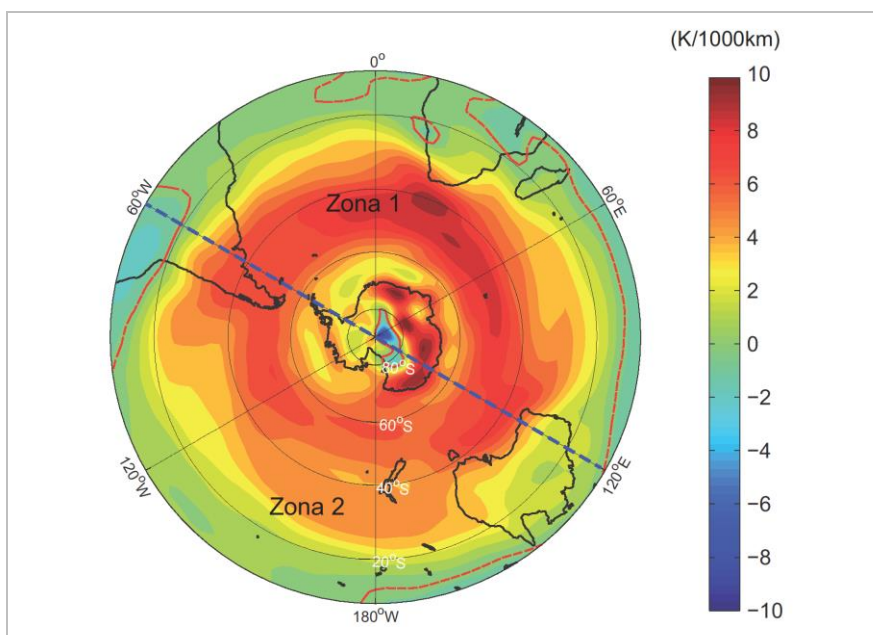


Fig. VIII.6. Climatología de la baroclinicidad a 600hPa para el verano austral, delimitando la cuenca del Atlántico e Índico (Zona 1) y la cuenca del Pacífico (Zona 2)

En la Fig. VIII.7 se muestran los dos primeros modos de variabilidad de la baroclinicidad zonal promedio en todo el hemisferio (línea fina VERDE) y en cada una de las cuencas: Atlántico-Índico (línea ROJA) y Pacífico (línea AZUL). Podemos observar que los modos de variabilidad son muy similares en todos los casos. El primer modo se asocia a un desplazamiento de la baroclinicidad mientras que el segundo modo representa una pulsación de la baroclinicidad climatológica.

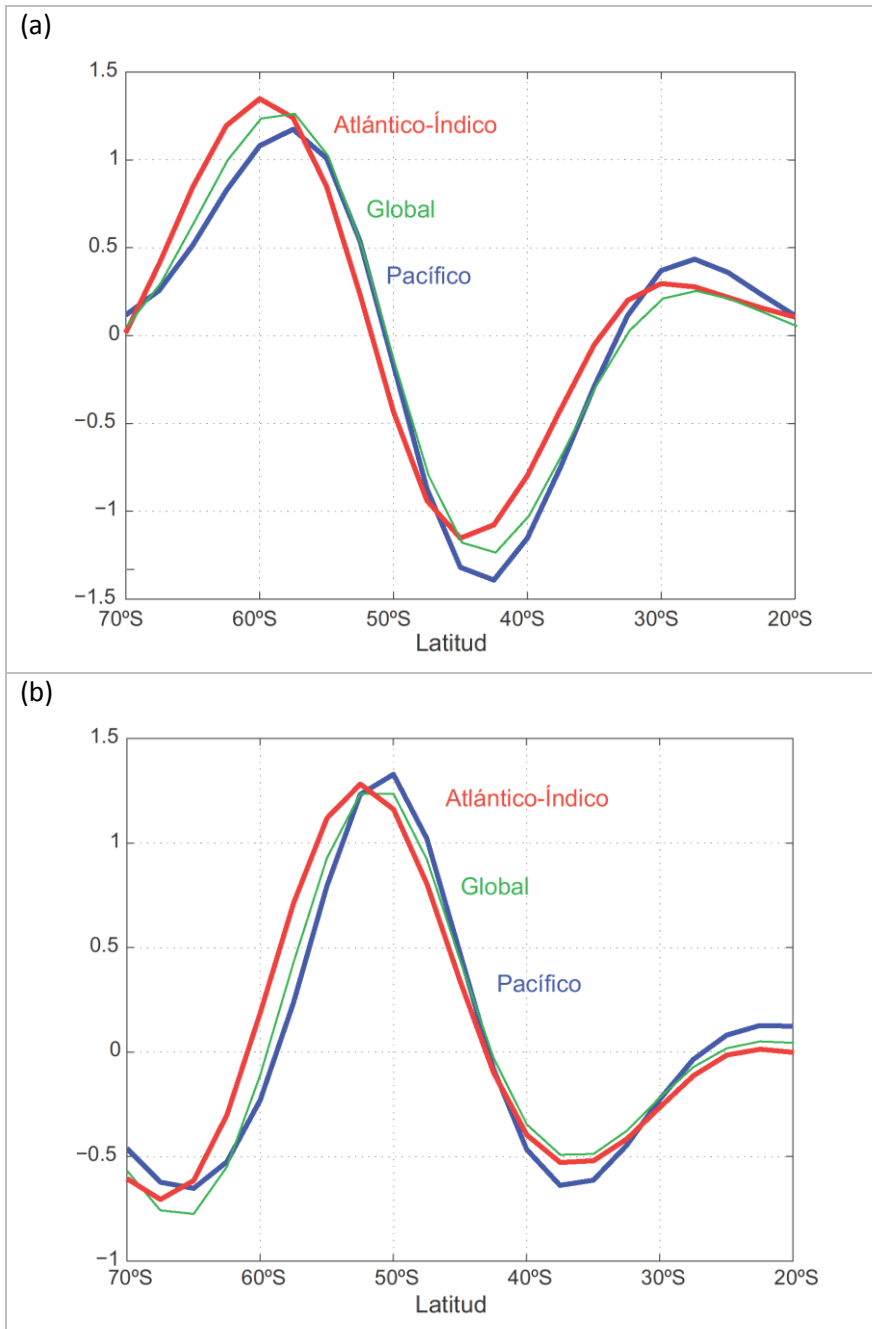


Fig. VIII.7. (a) Primer y (b) segundo EOF de la baroclinicidad (K/1000 km) a 600hPa en el HS para la cuenca del Pacífico y la cuenca del Atlántico e Índico durante el verano austral.

Aunque la varianza explicada por los modos varía dependiendo del caso (Tabla VIII.1), no está claro que las diferencias sean significativas. Los modos están siempre bien separados por el criterio de *North et al.* [1982].

	EOF 1	EOF 2
Global	35.1%	22.3%
Atlántico-Índico	33.6%	22.3%
Pacífico	31.1%	25.6%

Tabla VIII.1 Porcentaje de varianza explicada por el primer y segundo modo de variabilidad de la baroclinicidad a 600hPa en todo el HS y para las cuencas del Atlántico-Índico y del Pacífico.

También se observan diferencias sutiles en la función de autocorrelación de la primera PC de la baroclinicidad (Fig. VIII.8). El decaimiento de la correlación es más suave en el análisis global, mientras que en el análisis por cuencas la autocorrelación tiene un “hombro”. Como muestra *Zurita-Gotor et al.* [2014], este tipo de estructuras se asocia a realimentaciones positivas y negativas con distinta escala temporal.

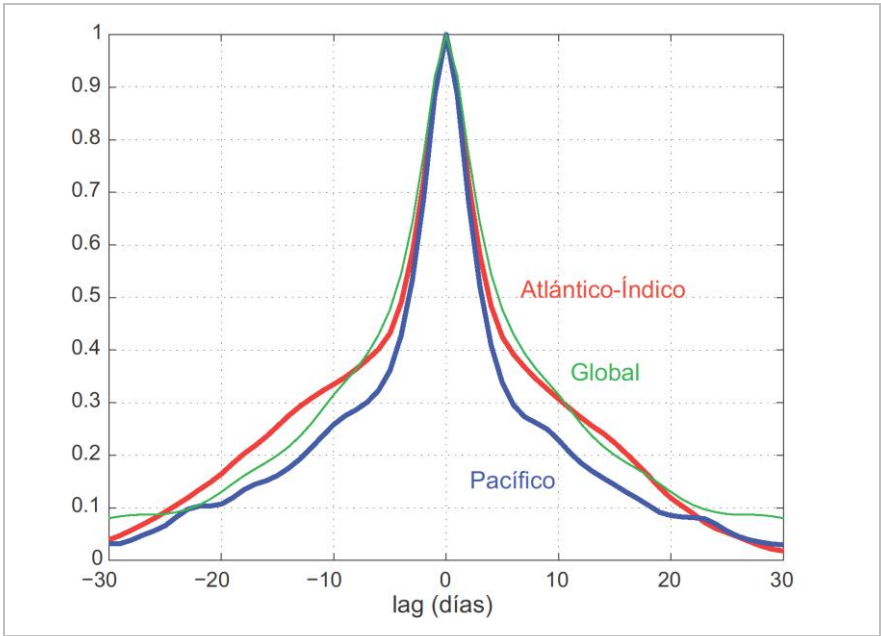


Fig. VIII.8. Autocorrelación de la baroclinicidad para la cuenca del Pacífico (línea ROJA) y la cuenca del Atlántico e Índico (línea AZUL) para el verano austral.

Finalmente, se muestran en la Fig. VIII.9 los ciclos de vida de baja frecuencia para la baroclinicidad promedio en ambas cuencas durante el verano austral. Además de los forzamientos incluidos en el análisis global (ver Fig. VII.15a) y de los nuevos términos zonales, se ha incluido en la figura el forzamiento debido a la advección meridional por la MMC, que ya no es despreciable como en el caso global. La contribución del flujo eddy vertical de calor sigue siendo muy pequeña y no ha sido incluido en las figuras.

Podemos observar que la tendencia total de la baroclinicidad (línea **NEGRA**) es muy parecida en ambas cuencas, y coincide también con los resultados del análisis global. Sin embargo, la contribución de los distintos forzamientos varía sensiblemente de un caso a otro. Aunque los términos zonales no son del todo despreciables, reflejando el impacto de la asimetría planetaria incluso en este escenario más favorable, existen otras deficiencias más preocupantes. En primer lugar, observamos que los forzamientos más importantes (debidos al flujo eddy meridional de calor, advección vertical por la circulación media meridional, y calentamiento diabático) tienen el mismo signo que en el análisis global, pero su amplitud y estructura fina varía sensiblemente de un caso a otro. Además, el término debido a la advección meridional de la MMC ya no es despreciable, como se comentó anteriormente. Hemos probado distintas configuraciones de cuencas (del mismo o distinto tamaño), encontrando resultados variados y poco robustos.

Atribuimos esta falta de robustez al impacto de las ondas planetarias y a la limitada separación espacial entre la escala de la cuenca y de los eddies. Por ejemplo, el transporte de calor meridiano por una onda planetaria con número de onda 1, que aparecería dentro del flujo eddy de calor en un análisis global, proyectaría también en el forzamiento de advección meridiana por la MMC en el análisis por cuencas. Del mismo modo, cuando la cuenca sólo contiene un número pequeño de eddies (hay poca separación de escalas entre ambos) la baroclinicidad promedio de la cuenca cambia con la fase de los eddies. Esto afectará a la definición de las anomalías y al cálculo de los flujos eddy introduciendo una variabilidad espuria. Por este motivo aunque la tendencia total sea la misma en todos los casos, la descomposición de los forzamientos varía de forma tan impredecible: esta descomposición es en gran medida ambigua. En vista

de las dificultades observadas en este escenario más favorable, no resulta factible aplicar el análisis por cuencas al hemisferio norte.

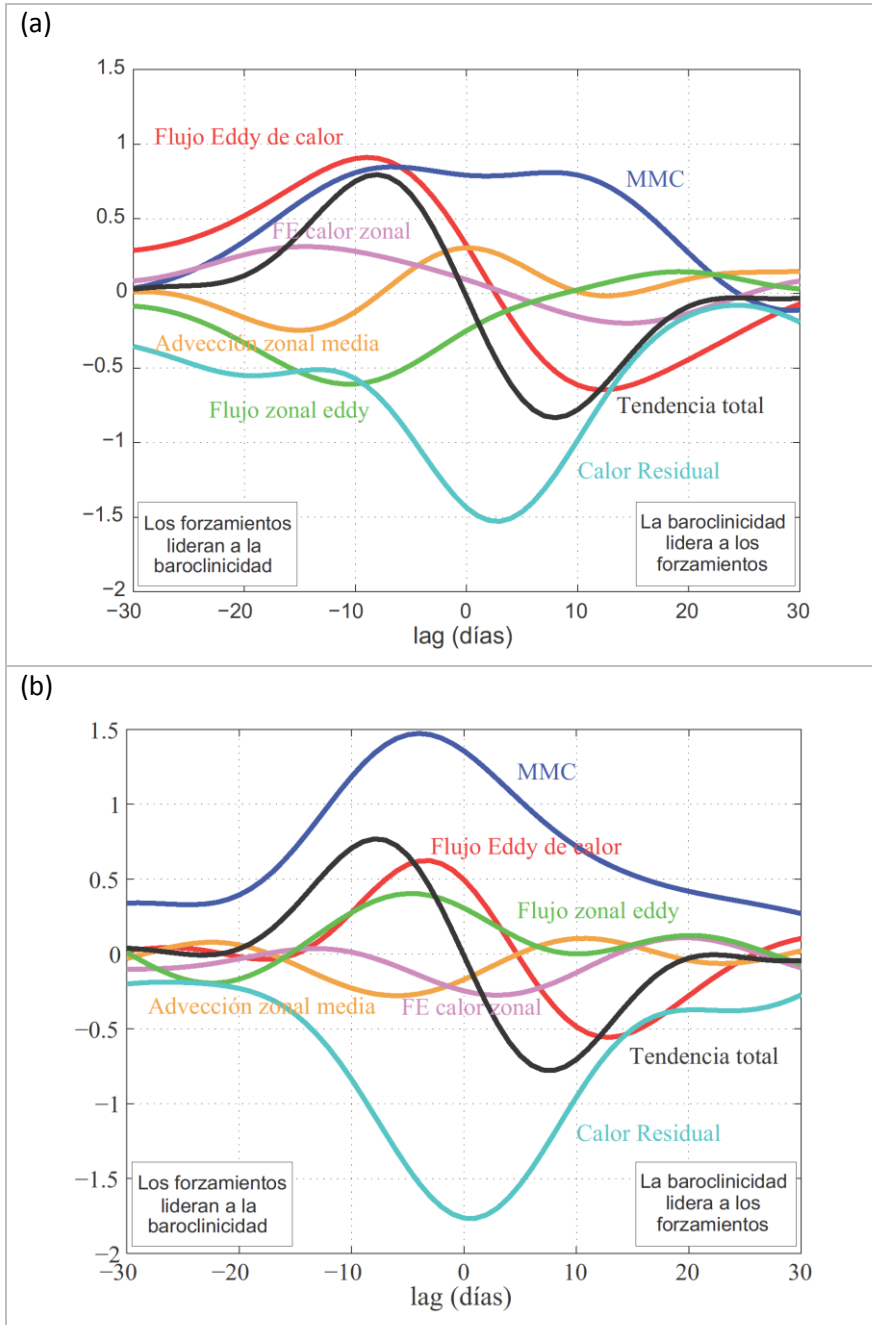


Fig. VIII.9. Covarianza cruzada entre la baroclinicidad y los distintos forzamientos para frecuencias largas para la cuenca (a) del Atlántico-Índico y (b) del Pacífico ($(K/1000km)^2/día$).

IX. Conclusiones.

En esta Memoria de Tesis Doctoral se han abordado algunos aspectos de la dinámica del fenómeno de realimentación positiva implicado en la persistencia de los desplazamientos latitudinales del chorro extratropical. Esta es una cuestión de enorme relevancia debido al impacto que tiene este patrón tanto para la variabilidad natural como para la respuesta forzada del sistema climático. Se ha encontrado además que este patrón de variabilidad es excesivamente persistente en las simulaciones con modelos climáticos, lo cual podría tener consecuencias para la sensibilidad de dichos modelos. Por todos estos motivos, es importante entender los mecanismos implicados en el fenómeno de realimentación positiva en observaciones y modelos, y el origen de los sesgos en éstos.

Como se explicó en el estado del arte, la realimentación positiva se asocia a la sensibilidad de las anomalías del flujo eddy de momento a las perturbaciones en el estado básico. Se han propuesto dos mecanismos distintos, uno barotrópico y otro baroclínico, para explicar esta sensibilidad. Mientras en el mecanismo barotrópico la sensibilidad del flujo eddy de momento se debe únicamente a cambios en la propagación de las ondas en capas altas, el mecanismo baroclínico invoca también cambios en su generación. Este mecanismo fue inicialmente propuesto por Robinson [2000], quien sugirió que los desplazamientos del chorro podrían ir acompañados también de desplazamientos de la baroclinicidad, forzada por la circulación residual que inducen los flujos eddy de momento. Al intensificarse la baroclinicidad en la región de aceleración aumentaría también el flujo eddy de calor y la generación de ondas en dicha región, lo cual conduciría al reforzamiento de la aceleración inicial cuando estas ondas se propagan en capas altas a otras latitudes.

Existe actualmente un debate abierto en la literatura sobre la relevancia de los dos mecanismos propuestos para el fenómeno de realimentación positiva. Esta tesis ha contribuido a dicho debate mostrando que la variabilidad intraestacional de la baroclinicidad en el hemisferio sur es consistente con el mecanismo de realimentación de Robinson. Aunque la extensión del análisis al hemisferio norte no ha

producido resultados concluyentes, ello se debe a la inadecuación de la metodología empleada para estudiar la variabilidad de la baroclinicidad en una situación de fuerte asimetría zonal, y no descarta necesariamente la relevancia del mecanismo baroclínico en este hemisferio. Por otra parte, debe señalarse que la consistencia de la variabilidad de la baroclinicidad con el mecanismo propuesto por Robinson no implica necesariamente que dicho mecanismo sea dominante para el fenómeno de realimentación positiva. Para responder a esta cuestión, sería necesario cuantificar qué fracción del forzamiento eddy de momento anómalo es debido a los cambios observados en la generación de ondas.

A continuación se exponen de forma más detallada las principales conclusiones de la presente Memoria de Tesis Doctoral, estructuradas en tres grandes bloques de acuerdo con los objetivos específicos propuestos y los capítulos de resultados en que se divide esta tesis. Estas conclusiones se resumen en los siguientes puntos.

- Relación entre la variabilidad de las componentes barotrópica y baroclínica del viento zonal.

Utilizando datos diarios para el hemisferio Sur, en el que la baroclinicidad no está tan influenciada por los contrastes tierra-mar y, por lo tanto, la climatología es más simétrica longitudinalmente, hemos descrito las principales características de la variabilidad de la baroclinicidad (gradiente térmico latitudinal), el viento barotrópico (viento zonal en superficie) y la cizalladura vertical del viento en un nivel de referencia. Los resultados obtenidos en este apartado son:

- Los principales modos de variabilidad de estas tres variables son muy similares a los encontrados por *Lorenz and Hartmann* [2001] para el índice zonal, y están altamente correlacionados entre sí. El primer modo corresponde a un desplazamiento mientras que el segundo corresponde a un fortalecimiento/debilitamiento. Estos modos están bien separados de acuerdo con el criterio de *North et al.* [1982]. Las características de la variabilidad dependen de la escala temporal considerada. En la baja frecuencia la estructura es robusta y los modos se encuentran bien separados, siendo la separación mayor cuanto mayor sea el periodo de corte. En cambio, en la

alta frecuencia los dos primeros modos están pobremente separados.

- La persistencia del primer modo es mayor que la del segundo para todas las variables, y el viento barotrópico es más persistente que la baroclinicidad y la cizalladura. Las anomalías del viento barotrópico y la baroclinicidad/cizalladura están altamente correlacionadas, observándose la máxima correlación cuando las anomalías del viento barotrópico preceden a las de la cizalladura. Sin embargo, este máximo se alcanza para un desfase mucho menor que la escala de tiempo de cada uno de ellos, lo cual sugiere que ambas series describen el mismo fenómeno. Además, la mayor coherencia entre el viento barotrópico y la baroclinicidad se observa en la baja frecuencia. Todos estos resultados están en acuerdo con el mecanismo propuesto por *Robinson* [2000].

- La relación de viento térmico (y por tanto el balance geostrófico) es una excelente aproximación para el estudio de este tipo de variabilidad, no observándose ninguna diferencia significativa en los diagnósticos cuando se usa la baroclinicidad o la cizalladura vertical.

- Aunque existen diferencias cualitativas en la estructura climatológica de la baroclinicidad en las distintas estaciones, los modos de variabilidad dominantes son los mismos en el verano e invierno austral que para el estudio anual, incluso cuando el chorro subtropical está presente. Sin embargo, la persistencia y varianza explicada por el desplazamiento son mayores en verano que en invierno.

- **Análisis de los ciclos de vida de las anomalías de baroclinicidad**

Una vez demostrado que la componente barotrópica del viento zonal y la baroclinicidad varían de forma conjunta, hemos estudiado cuáles son los principales forzamientos que intervienen en la variabilidad de la baroclinicidad. Para ello, se han estimado los ciclos de vida característicos de las anomalías de baroclinicidad usando las covarianzas desfasadas entre ésta y cada uno de sus forzamientos.

- Los forzamientos dominantes en el ciclo de vida son el flujo eddy meridional de calor, el calentamiento adiabático asociado a los movimientos verticales de la circulación media meridional, y el calentamiento diabático. Sin embargo, la estructura de la covarianza es compleja y la importancia de los términos varía con el desfase.
- Examinando los ciclos de vida por separado para anomalías de alta y baja frecuencia, encontramos que en la alta frecuencia el forzamiento dominante es el debido al flujo eddy meridional de calor. La circulación media meridional debilita las anomalías, pero tiene un impacto mucho menor. El calentamiento diabático es despreciable. El forzamiento eddy se aproxima mucho a la tendencia total, indicando que la baroclinicidad básicamente responde a las variaciones de dicho forzamiento en estas escalas.
- En la baja frecuencia hemos encontrado que las anomalías de la cizalladura vertical son creadas por el forzamiento debido al flujo eddy de momento en la alta troposfera y fortalecidas por la fricción en la superficie. Estos resultados son consistentes con el mecanismo de *Robinson* [2000]. En respuesta a este forzamiento de momento, se genera una circulación media meridional que debilita las anomalías de la cizalladura y refuerza las de la baroclinicidad, para mantener así el balance del viento térmico. Las anomalías de baroclinicidad son amortiguadas por el calentamiento diabático, principalmente mediante la reorganización de la precipitación, aunque también tienen un impacto significativo los flujos de calor sensibles en superficie y el enfriamiento radiativo de onda larga. El forzamiento debido al flujo eddy de calor varía en fase con la tendencia total, aunque ello incluye contribuciones opuestas de los eddies planetarias y sinópticos que fuerzan/debilitan las anomalías de baroclinicidad.
- El espectro cruzado entre la baroclinicidad y el forzamiento por la circulación media meridional es consistente con el distinto papel de ésta en la alta y baja frecuencia. En la baja frecuencia, la circulación fuerza a la baroclinicidad y

amortigua a la cizalladura, mientras que en la alta frecuencia ocurre lo contrario.

- Considerados por estaciones, sigue siendo válida la descripción anterior de los ciclos de vida, excepto que para el invierno austral el flujo eddy vertical de calor ya no es despreciable en la baja frecuencia y ha de tenerse en cuenta. Ese término debilita la baroclinicidad. Por otra parte, se ha mostrado que la mayor persistencia de las anomalías de baroclinicidad en verano que en invierno se asocia a un mayor forzamiento por la circulación meridional.
- Análisis de los ciclos de vida de las anomalías regionales de baroclinicidad.
 - Al extender el análisis de la variabilidad de la baroclinicidad al hemisferio norte durante el invierno extendido se han encontrado modos con estructura meridional similar a los del hemisferio sur. Sin embargo, los nodos y extremos de estos modos ya no coinciden con el máximo de la baroclinicidad climatológica de modo que no es posible interpretarlos como desplazamientos o pulsaciones puros de la baroclinicidad. Además en este caso los modos se encuentran pobremente separados.
 - La pobre separación de los modos podría deberse en parte a la mezcla entre las *storm tracks* atlántica y pacífica, que difieren en latitud y estructura, al tomar la media zonal. Como alternativa al análisis global, se ha desarrollado un formalismo regional para estudiar la variabilidad de la baroclinicidad promedio a lo largo de una cuenca. Ello introduce nuevas contribuciones de contorno, media y eddy, al integrar los términos de advección zonal.
 - Sin embargo, la aplicación de este formalismo produce resultados poco robustos y difíciles de interpretar. Para esclarecer los motivos, se ha aplicado el análisis regional al hemisferio sur durante el verano austral. La estación y hemisferio en los que la dinámica tiene mayor simetría y homogeneidad zonal, y por tanto el escenario más favorable para el análisis regional. A pesar de ello, se ha encontrado que

los ciclos de vida difieren entre la cuenca del Pacífico y la del Atlántico-Índico, así como del correspondiente análisis global. Hemos argumentado que ello se debe al impacto de las ondas planetarias, y a la pobre separación entre éstas, la longitud de la cuenca y la escala típica de los eddies. Ello implica que la descomposición entre los forzamientos sea en gran medida ambigua, explicando la falta de robustez.

Comparación con un modelo idealizado.

Como complemento al estudio observacional descrito en esta Memoria de Tesis, se han realizado simulaciones con un modelo cuasigeostrófico de dos capas. La formulación de este modelo idealizado se describe en *Zurita-Gotor* [2007]. A pesar de su gran simplificación, este modelo es capaz de representar, siquiera cualitativamente, los procesos dominantes de la circulación extratropical. Por este motivo, este modelo es en ocasiones considerado como el primer eslabón de una jerarquía de modelos climáticos de complejidad variable [*Held*, 2005].

En primer lugar, se ha investigado el realismo de la variabilidad anular del modelo, encontrándose que la persistencia del índice zonal se aproxima bastante a la documentada por *Lorenz and Hartmann* [2001] para el Hemisferio Sur. Otros diagnósticos de este modo de variabilidad en el modelo están también en consonancia con las observaciones.

De forma más relevante para esta tesis, se ha realizado un estudio de la variabilidad de la baroclinicidad en el modelo con objeto de establecer la robustez de la dinámica y los mecanismos identificados en las observaciones en esta tesis. El uso del modelo idealizado nos ha permitido finalmente demostrar la relevancia del mecanismo baroclínico de *Robinson* [2000] mediante simulaciones en las que se varía el amortiguamiento de la baroclinicidad. A continuación se resumen las principales conclusiones de este estudio:

- El primer modo de variabilidad de la baroclinicidad en el modelo es un desplazamiento (35.2%) y el segundo una pulsación (22.4%), como obtuvimos en observaciones. Además, para distintas escalas de tiempo los modos se comportan de la misma manera en el modelo y en observaciones.

- Las funciones de autocorrelación de la baroclinicidad y del índice zonal en el modelo tienen una estructura similar a las observaciones, decayendo más rápidamente la primera. Esta diferencia es debida a que la baroclinicidad no está sujeta a un mecanismo de realimentación positivo y, por lo tanto, decae para desfases grandes con la escala de tiempo diabática (a diferencia de las observaciones, ésta es conocida sin ambigüedad en el modelo).
- Como en las observaciones, la componente barotrópica del viento y la baroclinicidad están altamente correlacionadas en el modelo, siendo la correlación máxima cuando la componente barotrópica lidera con un pequeño desfase.
- En los ciclos de vida característicos de la baroclinidad, los términos más importantes son el flujo eddy de calor y la circulación media meridional, siendo el término diabático mucho más pequeño. Esto difiere de las observaciones, en las que los tres términos tenían una influencia similar. El modelo es mucho más adiabático, en gran medida por seguir una dinámica seca y no tener una capa límite con dinámica rápida.
- Para la alta frecuencia, las anomalías de la baroclinicidad siguen respondiendo al flujo eddy de calor, que prácticamente determina toda la tendencia de ésta.
- Para la baja frecuencia, los ciclos de vida característicos de la baroclinicidad y de la cizalladura vertical son similares a los obtenidos en observaciones, excepto que en el modelo el amortiguamiento diabático es mucho menos importante. El principal amortiguamiento de la baroclinicidad de baja frecuencia en el modelo es el flujo eddy de calor, que actúa de forma difusiva. Ello contrasta con las observaciones, en las que había también un forzamiento de la baroclinicidad de baja frecuencia por el flujo eddy de calor debido a las ondas planetarias (no presentes en el modelo).
- Los análisis espectrales cruzados en el modelo y en las observaciones muestran características similares, cambiando el papel de los distintos forzamientos con la frecuencia de forma consistente con los resultados obtenidos en los ciclos de vida filtrados.

La simplicidad del modelo ha permitido también estudiar otros aspectos difíciles de analizar en las observaciones, como la relación entre los flujos eddy de calor y de momento. Aunque esta relación es complicada y está dominada por la componente rápida, se ha encontrado que ambas señales son muy coherentes en la baja frecuencia, y su relación de fase es tal que las anomalías en la convergencia eddy de momento preceden a las anomalías en el flujo eddy de calor. Esto es de nuevo consistente con el mecanismo de realimentación baroclínico de *Robinson* [2000].

Sin embargo, la consistencia no implica necesariamente causalidad. Para establecer la relevancia del mecanismo baroclínico de forma más concluyente, se han diseñado finalmente simulaciones idealizadas en las que variamos externamente el amortiguamiento de la baroclinicidad mediante un proceso de mezcla vertical de momento. Se ha encontrado que la mezcla vertical de momento reduce la persistencia no sólo de la baroclinicidad, sino también del viento barotrópico.

Los detalles de los resultados obtenidos en el modelo cuasigeostrófico de dos capas están descritos en el artículo *Zurita-Gotor et al.* [2014], añadido como anexo en esta Memoria de Tesis Doctoral.

X. Anexo.

A continuación se muestra el siguiente anexo en forma de artículo.

El impacto de la realimentación baroclínica eddy en la persistencia de la variabilidad de la corriente en chorro en un modelo de dos capas.

[Zurita-Gotor *et al.*, 2014]

The Impact of Baroclinic Eddy Feedback on the Persistence of Jet Variability in the Two-Layer Model

PABLO ZURITA-GOTOR

Universidad Complutense, and Instituto de Geociencia UCM-CSIC, Madrid, Spain

JAVIER BLANCO-FUENTES

Universidad Complutense, Madrid, Spain

EDWIN P. GERBER

Courant Institute, New York University, New York, New York

(Manuscript received 3 April 2013, in final form 31 July 2013)

ABSTRACT

Although it is well known that the persistence of extratropical jet shifts is enhanced by a positive eddy feedback, the dynamics of this feedback is still debated. Two types of mechanisms have been proposed: barotropic mechanisms rely on changes in upper-level propagation and baroclinic mechanisms rely on the coupling between barotropic and baroclinic flow. Recent studies have suggested that barotropic models can capture key aspects of the observed jet variability but the role of baroclinic dynamics has been less explored.

This study investigates the temporal relations between barotropic and baroclinic anomalies and their eddy forcings during the internal variability of the simple two-layer quasigeostrophic model. A large correlation is found between barotropic and baroclinic anomalies and between the meridional and vertical components of the Eliassen–Palm divergence, especially at low frequency. The low-frequency variability is consistent with the baroclinic mechanism: persistent upper-level eddy momentum convergence is associated with (and precedes) persistent anomalies in the poleward eddy heat flux. In contrast, at high frequency, poleward heat flux anomalies are associated with eddy momentum divergence aloft and both eddy forcings have same-sign contributions to the upper-level eddy potential vorticity (PV) flux. In this limit the eddy PV flux is associated with wave activity transience as effective diffusivity is too small to dissipate the wave–mean flow interaction term.

The large correlation between barotropic and baroclinic anomalies implies that the low-frequency variability of barotropic flow may be affected by thermal damping when this damping is sufficiently strong. For example, zonal index persistence drops drastically in our model when baroclinicity shifts are prevented by strong thermal restoration.

1. Introduction

Interest in the zonal-mean variability of the atmospheric circulation dates back to the first half of the twentieth century (Rossby 1939; Namias 1950), but it revived considerably in the past two decades with the growing realization that much of the atmospheric internal variability in the extratropics can be described in terms of changes in the zonal-mean circulation. Thus, Thompson and Wallace (2000) noted that the leading

mode of extratropical geopotential height variability is well characterized in both hemispheres by a deep annular structure, which they called “annular modes.” These modes are associated with a mass exchange between middle and high latitudes, producing a meridional seesaw in sea level pressure and a north–south displacement of the eddy-driven jet and extratropical storm tracks. Similar variability patterns are also found in a variety of atmospheric models, ranging from quasigeostrophic models (Lee and Feldstein 1996; Zhang et al. 2012) to idealized primitive equation models (Gerber and Vallis 2007; Chen and Plumb 2009) to comprehensive general circulation models (Gerber et al. 2008). It has also been noted that the atmospheric response to

Corresponding author address: Pablo Zurita-Gotor, Departamento de Geofísica y Meteorología, Universidad Complutense, Facultad de Ciencias Físicas, Madrid 28040, Spain.
E-mail: pzurita@alum.mit.edu

DOI: 10.1175/JAS-D-13-0102.1

© 2014 American Meteorological Society

XI. Referencias.

- Amos, D. E., and L. H. Koopmans (1963), Tables of the Distribution of the Coefficient of Coherence for Stationary Bivariate Gaussian Processes, *Journal of the American Statistical Association*, 58(304), 1202-1203.
- Arakelian, A., and F. Codron (2012), Southern Hemisphere Jet Variability in the IPSL GCM at Varying Resolutions, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(12), 3788-3799.
- Balasubramanian, G., and S. T. Garner (1997), The Role of Momentum Fluxes in Shaping the Life Cycle of a Baroclinic Wave, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54(4), 510-533.
- Baldwin, M. P., and T. J. Dunkerton (1999), Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 104(D24), 30937-30946.
- Barnes, E. A., and D. L. Hartmann (2010a), Dynamical Feedbacks of the Southern Annular Mode in Winter and Summer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(7), 2320-2330.
- Barnes, E. A., and D. L. Hartmann (2010b), Testing a theory for the effect of latitude on the persistence of eddy-driven jets using CMIP3 simulations, *Geophysical Research Letters*, 37(15), n/a-n/a.
- Barnes, E. A., and D. L. Hartmann (2011), Rossby Wave Scales, Propagation, and the Variability of Eddy-Driven Jets, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(12), 2893-2908.
- Barnes, E. A., D. L. Hartmann, D. M. W. Frierson, and J. Kidston (2010), Effect of latitude on the persistence of eddy-driven jets, *Geophysical Research Letters*, 37(11), L11804.
- Barnston, A. G., and R. E. Livezey (1987), Classification, Seasonality and Persistence of Low-Frequency Atmospheric Circulation Patterns, *Monthly Weather Review*, 115(6), 1083-1126.
- Blanco-Fuentes, J., and P. Zurita-Gotor (2011), The driving of baroclinic anomalies at different timescales, *Geophysical Research Letters*, 38(23), L23805.
- Codron, F. (2005), Relation between Annular Modes and the Mean State: Southern Hemisphere Summer, *Journal of Climate*, 18(2), 320-330.

- Codron, F. (2007), Relations between Annular Modes and the Mean State: Southern Hemisphere Winter, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(9), 3328-3339.
- Chang, E. K. M., S. Lee, and K. L. Swanson (2002), Storm Track Dynamics, *Journal of Climate*, 15(16), 2163-2183.
- Charney, J. G. (1947), THE DYNAMICS OF LONG WAVES IN A BAROCLINIC WESTERLY CURRENT, *Journal of Meteorology*, 4(5), 136-162.
- Chen, G., and P. Zurita-Gotor (2008), The Tropospheric Jet Response to Prescribed Zonal Forcing in an Idealized Atmospheric Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(7), 2254-2271.
- Chen, G., and R. A. Plumb (2009), Quantifying the Eddy Feedback and the Persistence of the Zonal Index in an Idealized Atmospheric Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(12), 3707-3720.
- Duchon, C. E. (1979), Lanczos Filtering in One and Two Dimensions, *Journal of Applied Meteorology*, 18(8), 1016-1022.
- Edmon, H. J., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre (1980), Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37(12), 2600-2616.
- Feldstein, S. B. (2003), The dynamics of NAO teleconnection pattern growth and decay, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 129(589), 901-924.
- Gerber, E. P., and G. K. Vallis (2007), Eddy-Zonal Flow Interactions and the Persistence of the Zonal Index, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(9), 3296-3311.
- Gerber, E. P., S. Voronin, and L. M. Polvani (2008a), Testing the Annular Mode Autocorrelation Time Scale in Simple Atmospheric General Circulation Models, *Monthly Weather Review*, 136(4), 1523-1536.
- Gerber, E. P., L. M. Polvani, and D. Ancukiewicz (2008b), Annular mode time scales in the Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report models, *Geophysical Research Letters*, 35(22), L22707.
- Gómara, I., J. G. Pinto, T. Woollings, G. Masato, P. Zurita-Gotor, and B. Rodríguez-Fonseca (2014), Rossby wave-breaking analysis of explosive cyclones in the Euro-Atlantic sector, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 140(680), 738-753.

- Hanley, J., and R. Caballero (2012), The role of large-scale atmospheric flow and Rossby wave breaking in the evolution of extreme windstorms over Europe, *Geophysical Research Letters*, 39(21), n/a-n/a.
- Hartmann, D. L., and F. Lo (1998), Wave-Driven Zonal Flow Vacillation in the Southern Hemisphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(8), 1303-1315.
- Hartmann, D. L., and P. Zuercher (1998), Response of baroclinic life cycles to barotropic shear, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(3), 297-313.
- Held, I. M. (1999), The macroturbulence of the troposphere, *Tellus B*, 51(1), 59-70.
- Held, I. M. (2005), The Gap between Simulation and Understanding in Climate Modeling, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 86(11), 1609-1614.
- Holton, J. (2004), An introduction to dynamic meteorology, *International geophysics series* (88).
- Hurrell, J. W. (1995), Decadal Trends in the North Atlantic Oscillation: Regional Temperatures and Precipitation, *Science*, 269(5224), 676-679.
- Jenkins, G., and D. Watts (1968), *Spectral Analysis and Its Applications*, 525 pp., Holden Day, San Francisco, CA.
- Kalnay, E., et al. (1996), The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77(3), 437-471.
- Kanamitsu, M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S.-K. Yang, J. J. Hnilo, M. Fiorino, and G. L. Potter (2002), NCEP–DOE AMIP-II Reanalysis (R-2), *Bulletin of the American Meteorological Society*, 83(11), 1631-1643.
- Kidson, J. W. (1988), Interannual Variations in the Southern Hemisphere Circulation, *Journal of Climate*, 1(12), 1177-1198.
- Kidston, J., and E. P. Gerber (2010), Intermodel variability of the poleward shift of the austral jet stream in the CMIP3 integrations linked to biases in 20th century climatology, *Geophysical Research Letters*, 37(9), L09708.
- Kistler, R., et al. (2001), The NCEP–NCAR 50–Year Reanalysis: Monthly Means CD–ROM and Documentation, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 82(2), 247-267.
- Kushner, P. J., and I. M. Held (1998), A test, using atmospheric data, of a method for estimating oceanic eddy diffusivity, *Geophysical Research Letters*, 25(22), 4213-4216.

- Lau, N.-C., H. Tennekes, and J. M. Wallace (1978), Maintenance of the Momentum Flux by Transient Eddies in the Upper Troposphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(1), 139-147.
- Lee, S., and H.-k. Kim (2003), The Dynamical Relationship between Subtropical and Eddy-Driven Jets, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(12), 1490-1503.
- Leith, C. E. (1975), Climate Response and Fluctuation Dissipation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(10), 2022-2026.
- Lim, G. H., and J. M. Wallace (1991), Structure and Evolution of Baroclinic Waves as Inferred from Regression Analysis, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(15), 1718-1732.
- Limpasuvan, V., and D. L. Hartmann (1999), Eddies and the annular modes of climate variability, *Geophysical Research Letters*, 26(20), 3133-3136.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann (2001), Eddy-Zonal Flow Feedback in the Southern Hemisphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(21), 3312-3327.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann (2003), Eddy-Zonal Flow Feedback in the Northern Hemisphere Winter, *Journal of Climate*, 16(8), 1212-1227.
- Lutgens, F. K., and E. J. Tarbuck (2001), *The Atmosphere: An Introduction to Meteorology*, Prentice Hall.
- Nakamura, H., and A. Shimpo (2004), Seasonal Variations in the Southern Hemisphere Storm Tracks and Jet Streams as Revealed in a Reanalysis Dataset, *Journal of Climate*, 17(9), 1828-1844.
- Nakamura, H., T. Sampe, Y. Tanimoto, and A. Shimpo (2004), Observed associations among storm tracks, jet streams and midlatitude oceanic fronts, in *Earth's Climate: The Ocean-Atmosphere Interaction*, edited.
- Namias, J. (1950), THE INDEX CYCLE AND ITS ROLE IN THE GENERAL CIRCULATION, *Journal of Meteorology*, 7(2), 130-139.
- North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, and F. J. Moeng (1982), Sampling Errors in the Estimation of Empirical Orthogonal Functions, *Monthly Weather Review*, 110(7), 699-706.
- Orlanski, I. (1998), Poleward Deflection of Storm Tracks, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(16), 2577-2602.

- Panetta, R. L. (1993), Zonal Jets in Wide Baroclinically Unstable Regions: Persistence and Scale Selection, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50(14), 2073-2106.
- Pearson, K. (1901), On lines and planes of closest fit to systems of points in space, *Philosophical Magazine*, 2(6), 559-572.
- Peixoto, J. P., and A. H. Oort (1992), *Physics of Climate*, 520 pp., American Institute of Physics, New York.
- Pinto, J. G., N. Bellenbaum, M. K. Karremann, and P. M. Della-Marta (2013), Serial clustering of extratropical cyclones over the North Atlantic and Europe under recent and future climate conditions, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(22), 12,476-412,485.
- Randel, W. J., and I. M. Held (1991), Phase Speed Spectra of Transient Eddy Fluxes and Critical Layer Absorption, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(5), 688-697.
- Ring, M. J., and R. A. Plumb (2008), The Response of a Simplified GCM to Axisymmetric Forcings: Applicability of the Fluctuation–Dissipation Theorem, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(12), 3880-3898.
- Rivière, G., and I. Orlanski (2007), Characteristics of the Atlantic Storm-Track Eddy Activity and Its Relation with the North Atlantic Oscillation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(2), 241-266.
- Robinson, W. A. (2000), A Baroclinic Mechanism for the Eddy Feedback on the Zonal Index, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(3), 415-422.
- Rossby, C.-G. (1939), Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action, *Journal of Marine Research*, 2(1), 38-55.
- Saha, S., et al. (2010), The NCEP Climate Forecast System Reanalysis, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(8), 1015-1057.
- Simmons, A. J., and B. J. Hoskins (1978), The Life Cycles of Some Nonlinear Baroclinic Waves, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(3), 414-432.
- Simmons, A. J., S. Uppala, D. Dee, and S. Kobayashi (2006), ERA-Interim: New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards., *ECMWF Newsletter*, 110.
- Simpson, I. R., P. Hitchcock, T. G. Shepherd, and J. F. Scinocca (2013), Southern Annular Mode Dynamics in Observations and Models. Part I: The Influence of Climatological Zonal Wind Biases in a Comprehensive GCM, *Journal of Climate*, 26(11), 3953-3967.

Son, S.-W., S. Lee, S. B. Feldstein, and J. E. Ten Hoeve (2008), Time Scale and Feedback of Zonal-Mean-Flow Variability, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(3), 935-952.

Stone, P. H. (1978), Baroclinic Adjustment, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(4), 561-571.

Stone, P. H., S. J. Ghan, D. Spiegel, and S. Rambaldi (1982), Short-Term Fluctuations in the Eddy Heat Flux and Baroclinic Stability of the Atmosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(8), 1734-1746.

Swanson, K. L., and R. T. Pierrehumbert (1997), Lower-Tropospheric Heat Transport in the Pacific Storm Track, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54(11), 1533-1543.

Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace (1998), The Arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields, *Geophysical Research Letters*, 25(9), 1297-1300.

Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace (1999), Annular Modes in the Extratropical Circulation. Part I: Month-to-Month Variability*, *Journal of Climate*, 13(5), 1000-1016.

Thompson, D. W. J., and T. Birner (2012), On the Linkages between the Tropospheric Isentropic Slope and Eddy Fluxes of Heat during Northern Hemisphere Winter, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(6), 1811-1823.

Thompson, D. W. J., and J. D. Woodworth (2013), Barotropic and Baroclinic Annular Variability in the Southern Hemisphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(4), 1480-1493.

Thompson, D. W. J., and Y. Li (2014), Baroclinic and Barotropic Annular Variability in the Northern Hemisphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(3), 1117-1136.

Trenberth, K. E. (1984), Some Effects of Finite Sample Size and Persistence on Meteorological Statistics. Part I: Autocorrelations, *Monthly Weather Review*, 112(12), 2359-2368.

Trenberth, K. E., and D. P. Stepaniak (2003), Covariability of Components of Poleward Atmospheric Energy Transports on Seasonal and Interannual Timescales, *Journal of Climate*, 16(22), 3691-3705.

Trenberth, K. E., and D. P. Stepaniak (2004), The flow of energy through the earth's climate system, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(603), 2677-2701.

- Trenberth, K. E., G. W. Branstator, D. Karoly, A. Kumar, N.-C. Lau, and C. Ropelewski (1998), Progress during TOGA in understanding and modeling global teleconnections associated with tropical sea surface temperatures, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 103(C7), 14291-14324.
- Uccellini, L. W. (1988), Processes contributing to the rapid development of extratropical cyclones. The Erik Palmen Memorial Volume, C. Newton and E. O. Holopainen, Eds., American Meteorological Society, 81-105.
- Vallis, G. K., E. P. Gerber, P. J. Kushner, and B. A. Cash (2004), A mechanism and simple dynamical model of the North Atlantic Oscillation and annular modes, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61(3), 264-280.
- Walker, G. T. (1925), Correlation in seasonal variations of weather - A further study of world weather, *Monthly Weather Review*, 53(6), 252-254.
- Wallace, J. M. (2000), North atlantic oscillation/annular mode: Two paradigms—one phenomenon, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(564), 791-805.
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler (1981), Teleconnections in the Geopotential Height Field during the Northern Hemisphere Winter, *Monthly Weather Review*, 109(4), 784-812.
- Williams, G. P. (1978), Planetary Circulations: 1. Barotropic Representation of Jovian and Terrestrial Turbulence, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(8), 1399-1426.
- Xia, X., and E. K. M. Chang (2014), Diabatic Damping of Zonal Index Variations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(8), 3090-3105.
- Zhang, Y., X.-Q. Yang, Y. Nie, and G. Chen (2012), Annular Mode–Like Variation in a Multilayer Quasigeostrophic Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(10), 2940-2958.
- Zurita-Gotor, P. (2007), The Relation between Baroclinic Adjustment and Turbulent Diffusion in the Two-Layer Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(4), 1284-1300.
- Zurita-Gotor, P. (2014), On the Sensitivity of Zonal-Index Persistence to Friction, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(10), 3788-3800.
- Zurita-Gotor, P., J. Blanco-Fuentes, and E. P. Gerber (2014), The Impact of Baroclinic Eddy Feedback on the Persistence of Jet Variability in the Two-Layer Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(1), 410-429.

XII. Publicaciones y presentaciones en congresos.

1. Publicaciones en revistas indexadas.

Blanco-Fuentes, J., and P. Zurita-Gotor (2011), The driving of baroclinic anomalies at different timescales, *Geophys. Res. Lett.*, 38(23), L23805.

Zurita-Gotor, P., J. Blanco-Fuentes, and E. P. Gerber (2013), The Impact of Baroclinic Eddy Feedback on the Persistence of Jet Variability in the Two-Layer Model, *J. Atmos. Sci.*, 71(1), 410-429.

2. Presentaciones en congresos.

Blanco-Fuentes, J. and Zurita-Gotor, P. 2011: The variability of the extratropical baroclinicity and its implication for zonal index persistence. 18th Conference on Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics. Spokane, WA, EEUU. Póster

Zurita-Gotor, P. and Blanco-Fuentes, J., 2011: Zonal-index persistence in the two-layer model. 18th Conference on Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics. Spokane, WA, EEUU. Oral

Zurita-Gotor, P. and Blanco-Fuentes, J., 2011: Zonal-index persistence in the two-layer model. European Geosciences Union General Assembly. Viena, Austria. Póster

Zurita-Gotor, P. and Blanco-Fuentes, J., 2011: Internal variability of zonal flow in the two-layer model and in observations. Hierarchical Modeling of Climate. ICTP workshop, Trieste, Italia. Oral

Blanco-Fuentes, J. and Zurita-Gotor, P. 2011: The driving of baroclinic anomalies at different time scales and its role for self-maintenance. European Geosciences Union General Assembly. Viena, Austria. Póster

Blanco-Fuentes, J. and Zurita-Gotor, P. 2012: The variability of baroclinicity in the extratropical troposphere. European Geosciences Union General Assembly. Viena, Austria. Póster

Blanco-Fuentes, J. and Zurita-Gotor, P. 2012: La variabilidad de las anomalías baroclínicas en diferentes escalas de tiempo y su papel para la persistencia de la corriente en chorro. XXXII Jornadas Científicas de la Asociación Meteorológica Española. Madrid, España. Oral.

Zurita-Gotor, P. and Blanco-Fuentes, J., 2013: Eddy feedbacks and zonal index persistence in the two-layer model. 19th Conference on Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics. Newport, RI, EEUU. Oral.